



Etude géodynamique de la Zone de subduction Tonga-Kermadec par une approche couplée de modélisation numérique 3D et de sismotectonique

Marie-Aude Bonnardot

► To cite this version:

Marie-Aude Bonnardot. Etude géodynamique de la Zone de subduction Tonga-Kermadec par une approche couplée de modélisation numérique 3D et de sismotectonique. Géologie appliquée. Université Nice Sophia Antipolis, 2006. Français. NNT : . tel-00204905

HAL Id: tel-00204905

<https://theses.hal.science/tel-00204905>

Submitted on 15 Jan 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences
de l'Université de Nice-Sophia Antipolis

Spécialité : Sciences de l'Univers - Géodynamique

présentée et soutenue par

Marie-Aude BONNARDOT

**Etude géodynamique de la Zone de subduction Tonga-Kermadec par une
approche couplée de modélisation numérique 3D et de sismotectonique**

Thèse préparée dans le laboratoire Géosciences Azur (UMR 6526) à Sophia Antipolis
dirigée par **Emmanuel TRIC** et **Etienne RUELLAN**

soutenue le 20 Novembre 2006, devant le jury composé de :

Olivier BELLIER	Professeur	Rapporteur
Riad HASSANI	Maître de Conférence	Examineur, Co-directeur
Serge LALLEMAND	Directeur de Recherche	Rapporteur
Marc REGNIER	Chargé de Recherche	Examineur, Co-directeur
Etienne RUELLAN	Chargé de Recherche	Directeur de thèse
Jean-François STEPHAN	Professeur	Examineur
Emmanuel TRIC	Professeur	Directeur de thèse

Résumé

La zone de subduction des Tonga-Kermadec est le résultat d'une évolution géodynamique complexe. L'interaction des mécanismes d'ouverture du domaine arrière-arc, de la subduction de la ride oblique de Louisville, de la déchirure de la plaque Pacifique plongeante ou encore d'une obliquité de convergence croissante du Nord au Sud de la zone, est à l'origine de la segmentation morphotectonique actuelle du système.

Une approche couplée de modélisation numérique 3D et de sismotectonique a permis d'étudier l'état de contrainte d'un système convergent induit lors de la subduction d'une plaque océanique le long d'une marge courbe ou encore, lors de la subduction d'un relief océanique. Pour cela, un code numérique en éléments finis thermo-mécanique en 3D (ADELI-3D) a été développé par R. Hassani, puis validé dans le cadre de cette thèse. Les résultats soulignent un effet significatif des variations latérales d'un système convergent sur les déformations lithosphériques engendrées.

(1) Dans le cas de marges à géométrie courbe, une convexité ou concavité vers l'océan, induit respectivement un régime compressif ou extensif dans la plaque supérieure et ce, quel que soit le contraste de densité entre la lithosphère et l'asthénosphère ou encore la valeur du coefficient de friction interplaque.

(2) Les résultats des simulations numériques 3D et de l'étude sismotectonique ont mis en évidence le rôle significatif de la subduction d'une ride océanique sur l'état de contrainte de la plaque supérieure. La subduction d'une ride se traduit par la surrection de la marge et un régime compressif au front du relief en subduction. Nos simulations montrent que la distribution des contraintes au sein de la plaque chevauchante est contrôlée par l'obliquité de la ride. Dans la plaque chevauchante du système Tonga-Kermadec, une segmentation tectonique et cinématique des zones d'arc et d'arrière-arc est mise en évidence à travers la résolution de l'état de contraintes déduit des mécanismes au foyer. Un régime de contraintes similaire est obtenu dans nos modèles 3D et nous permet de confirmer le rôle significatif de la subduction de la ride de Louisville sur la structuration actuelle du bassin arrière-arc de Lau.

(3) L'étude de la distribution de la sismicité et des mécanismes au foyer de la plaque plongeante révèle une influence de cette ride sur le comportement profond de la plaque. Un saut de subduction, qui coïncide avec l'arrivée de la ride de Louisville dans la fosse est mis en évidence au Nord de la ride de Peggy. Ce saut de subduction s'est accompagné d'un détachement de la partie profonde du panneau plongeant, souligné par une vaste lacune de sismicité sous le Bassin de Lau. Une étude fine de la distribution de la sismicité de la plaque supérieure a permis d'identifier de nouvelles structures tectoniques dans le Nord du système Tonga, à savoir l'axe Futuna-Niua Fo'ou, interprété comme une ancienne frontière de plaques et l'accident intra-arc de Niuatoputapu, impliqués dans la réorganisation globale du système.

Remerciements

Ces quelques lignes pour tout d'abord remercier l'ensemble des membres du Jury Jean-François Stéphan, Olivier Bellier, Serge Lallemand, Marc Régnier, Riad Hassani, et en particulier, Olivier Bellier et Serge Lallemand, pour avoir accepté le rôle de rapporteur, qui un travail lourd nécessitant un investissement conséquent.

Mes remerciements à mes deux directeurs de thèse, Emmanuel Tric et Etienne Ruellan, pour leurs encouragements particulièrement appréciables pendant les derniers mois et pour leur bonne humeur quotidienne. Plus généralement merci à mes nombreux encadrants, qui m'ont appris les atouts et inconvénients du travail en équipe. Malgré certaines difficultés, ce travail aura été pour moi très enrichissant. Merci à vous quatre, pour m'avoir suivi durant ces trois années.

Un remerciement particulier pour mes co-directeurs. A Riad, pour les échanges de mails par moment...intenses et pour ses réponses dans des délais imbattables ! Un énorme merci, bien évidemment, pour le développement sur mesure du code ADELI sans lequel ce travail n'aurait pas eu lieu. A Marc, pour sa grande disponibilité et son investissement dans ce travail. A Censka Christova, pour avoir partagé son expérience sur la détermination du régime des contraintes dans les zones de subduction et pour son enthousiasme face aux résultats obtenus.

Aux personnes présentes lors des moments les plus difficiles, avec lesquelles j'ai pu avoir des discussions "philosophiques" intéressantes sur le déroulement d'une thèse. La liste de ces personnes serait trop longue à établir, je sais qu'ils se reconnaîtront à travers ces quelques mots. A Céline Gélis, pour ses idées enrichissantes et ses conseils de dernière minute très utiles. A Diane Arcay, pour ses connaissances précieuses de Latex...surtout dans l'urgence ! A Arnaud Heuret, pour les rares mais sincères discussions que nous avons eues.

A mes 2 collègues de DEA puis de thèse (!), Hervé et Damien, dans un même état de panique que moi, au moment même de l'écriture de ces quelques lignes, et à nos pauses et soirées spéciales pour insociables de ces derniers mois ! Courage, c'est bientôt fini !

Plus largement à toute l'équipe doctorante du Laboratoire : Samyr, Perrine, Mickaël, Maxime, Victor, Carine, Mathilde, David, Marion, Renaud, Cathy, Kevin et Guillaume.

A Diana, Tony, Céline Beauval, Magalie, Reine, Caroline, Véronique, Lionnel, pour leurs encouragements et leur aide, plus qu'utiles pendant les derniers jours et même les dernières heures !

A l'équipe enseignante de Valrose, qui m'a elle aussi permise de me remonter le moral et surtout d'occuper mon esprit à autre chose, grâce à mes créneaux d'enseignement ! A Danielle, la secrétaire parfaite.

La convivialité quotidienne de l'ensemble de mon entourage au cours de ces trois années de thèse et leur enthousiasme plus grand que le mien, ont fortement contribué à la finalisation de ce travail. Je remercie donc chaleureusement chaque personne étant intervenue de près ou de loin durant cette épreuve.

Enfin je ne saurais trouver les mots pour remercier correctement ma famille qui, bien qu'éloignée géographiquement, a suivi avec beaucoup d'attention le déroulement de ces trois années laborieuses et m'a soutenue du mieux qu'elle le pouvait. A Cédric, qui m'a aidé à garder les pieds sur Terre..... Merci à toi, pour ta patience et ton écoute tout au long de ces trois longues années.

Table des matières

Résumé	i
Remerciements	iii
Introduction Générale	1
A Les zones de subduction : Généralités	3
I Qu'est-ce qu'une zone de subduction ?	5
I.1 Présentation des zones de subduction	6
I.1.1 Définition	6
I.1.2 Un phénomène profond : des études et des observations complexes	6
I.2 Les données disponibles	7
I.2.1 Unités structurales d'une zone de subduction	7
I.2.2 Sismicité de la plaque plongeante	11
I.2.3 Magmatisme et subduction	16
I.3 Compréhension physique du phénomène	19
I.3.1 Bilan des forces	19
I.3.2 Apport de la modélisation	22
I.4 Conclusion	23
II La subduction : un phénomène 3D	25
II.1 La convergence oblique	26
II.1.1 Convergence oblique et vecteurs glissement	26
II.1.2 Déformation de la plaque supérieure	28
II.1.3 Les modèles physiques de la convergence oblique	30
II.1.4 Conclusions	31
II.2 Les marges à géométrie complexe	32
II.2.1 Courbure des marges et sphéricité de la Terre	32
II.2.2 Courbure des marges et stabilité du système convergent	33
II.2.3 Courbure et contraintes géodynamiques locales	35
II.2.4 Conclusions	36
II.3 La subduction de reliefs océaniques	37
II.3.1 Nature des reliefs les plus fréquents	37
II.3.2 Effets de la subduction d'un relief sur la déformation de la marge	38
II.3.3 Relation entre un relief et le couplage interplaque	42
II.3.4 Effet de la subduction d'un relief sur le pendage du panneau plongeant	46
II.3.5 Conclusions	46
Conclusions	49

B	Subduction et modélisation numérique	51
III	Le code ADELI 3D, version subduction	53
III.1	Présentation du code ADELI	55
III.1.1	La méthode des éléments finis	55
III.1.2	Discretisation temporelle	59
III.2	Résolution mécanique d'un système en subduction avec ADELI	61
III.2.1	Définition de la lithosphère océanique	61
III.2.2	Les lois de comportement dans ADELI	62
III.2.3	Réaction de l'asthénosphère sur la lithosphère	67
III.2.4	Le contact interplaque	68
III.2.5	Les conditions aux limites	69
III.2.6	Contraintes et limitations du code	70
III.3	Validation de la version 3D	71
III.3.1	Déroulement d'une subduction en trois dimensions	71
III.3.2	Comparaison 2D-3D	75
III.4	Conclusions	77
IV	Etude de l'effet de la géométrie de la marge - Résultats	79
IV.1	Version abrégée de l'article	80
IV.2	Effect Of Margin Curvature On Plate Deformation In A 3-D Numerical Model of Subduction Zones	83
IV.2.1	Introduction	83
IV.2.2	Mechanical and Numerical Modeling	84
IV.2.3	3-D orthogonal convergence	88
IV.2.4	Curved margin geometries	92
IV.2.5	Discussion	97
IV.3	Conclusion	98
IV.4	Résultats préliminaires des simulations de la subduction oblique	103
V	Etude de la subduction d'aspérités océaniques	107
V.1	Aspérité océanique et subduction	108
V.2	Choix des paramètres pour nos modèles	109
V.3	Effet de l'obliquité d'une ride océanique	110
V.3.1	Conséquences sur la topographie de la plaque supérieure	110
V.3.2	Effet sur la distribution des contraintes horizontales	113
V.3.3	Effet sur le comportement du panneau plongeant	117
V.4	Effets des paramètres densité et coefficient de friction interplaque	118
V.4.1	Densité de la ride	119
V.4.2	Coefficient de friction non nul au toit de la ride	119
V.4.3	Densité de la lithosphère	120
V.5	Conclusions	122
	Conclusions	133
C	Evolution géodynamique de la subduction des Tonga-Kermadec	135
VI	Cadre général de la zone	137
VI.1	Les objets géologiques mis en jeu	139

VI.2	Le système Tonga-Lau	141
VI.2.1	Caractéristiques structurales du système	141
VI.2.2	Une diversité géochimique forte : implications géodynamiques	142
VI.3	Le système Kermadec-Colville	147
VI.3.1	La fosse et l'arc	147
VI.3.2	Le domaine arrière-arc	148
VI.3.3	La zone d'Hikurangi	149
VI.4	Evolution géodynamique du système Tonga-Kermadec	150
VI.4.1	L'ouverture du bassin de Lau	151
VI.4.2	Evolution du segment Kermadec	151
VI.5	Conclusions	153
VII	Etude sismotectonique de la plaque chevauchante	155
VII.1	Version abrégée de l'article soumis à Tectonics, le 06/09/2006	156
VII.2	Seismicity and state of stress within the overriding plate of the Tonga-Kermadec subduction zone	159
VII.2.1	Introduction	159
VII.2.2	Distribution of the Shallow Seismicity and of the Focal Mechanisms	160
VII.2.3	Inverse Method for Stress Tensors Resolution	163
VII.2.4	Results	166
VII.2.5	Discussion	172
VII.2.6	Conclusions	174
VIII	Régime tectonique de la plaque plongeante	181
VIII.1	Distribution de la sismicité du panneau plongeant	183
VIII.1.1	Etude de la sismicité en carte	183
VIII.1.2	Etude de la sismicité en coupe	184
VIII.2	Etude préliminaire de la séquence sismique du 3 Mai 2006	189
VIII.3	Etat de contrainte du panneau plongeant du système Tonga-Lau	192
VIII.3.1	Les données	192
VIII.3.2	Evolution du régime des contraintes au sein des segments T1 à T4	195
VIII.3.3	Etat de contrainte du panneau plongeant de 60 à 300 km de profondeur	202
VIII.3.4	Etat de contrainte du panneau plongeant de 300 à 700 km de profondeur	204
VIII.4	L'ouverture de la zone Nord du bassin de Lau : Evidences d'un saut de subduction	208
VIII.4.1	Relations entre la segmentation de la plaque chevauchante et la distribution de la sismicité dans la plaque plongeante	208
VIII.4.2	Retrait de la plaque plongeante et saut de subduction	211
VIII.4.3	Les données de géochimie dans un modèle de saut de subduction	213
VIII.4.4	Un modèle d'évolution géodynamique possible	215
VIII.4.5	Conclusions	219
	Conclusions	221
	Conclusions et Perspectives	223
	Bibliographie	226

Introduction Générale

La subduction océanique est un phénomène de première importance qui est au centre du concept de la tectonique des plaques. Il est aujourd'hui très largement étudié, que ce soit au niveau de la déformation superficielle enregistrée dans la plaque chevauchante, au niveau de la relation entre le comportement de la plaque plongeante et la convection mantellique, ou encore au niveau de l'interaction lithosphère-asthénosphère à l'origine du magmatisme.

Les modèles généraux proposés aujourd'hui visant à comprendre ce phénomène, ne permettent pas de résoudre les particularités de chaque zone de subduction, car trop de paramètres entrent en jeu.

Par ailleurs, la convergence des plaques qui s'effectue le long de la majorité des zones de subduction perdure depuis plusieurs dizaines de millions d'années. La prise en compte des structures héritées qui peuvent jouer en fonction du contexte tectonique actuel, ne doit donc pas être négligée.

La compréhension globale du phénomène de subduction passe par des études fines sur des zones caractéristiques, afin d'identifier les structures héritées de sollicitations antérieures et de les distinguer des structures induites dans le contexte géodynamique actuel. Une approche pluridisciplinaire s'avère donc indispensable pour retracer l'évolution géodynamique d'une zone de subduction, en comprendre ses caractéristiques actuelles et proposer un modèle général.

Dans ce travail, nous avons choisi de prendre la zone de subduction des Tonga-Kermadec comme base de travail, car la complexité de sa dynamique ne peut être expliquée par les modèles de subduction actuellement proposés. Paradoxalement, cette subduction compte parmi les zones les mieux documentées, car elle a permis de poser les bases du concept d'ouverture arrière-arc [Karig, 1971].

De nombreux processus s'expriment dans la zone de subduction des Tonga-Kermadec, parmi lesquels :

- une ouverture de son domaine arrière-arc en apparence simple, mais variable du Nord au Sud, avec la présence du bassin de Lau au stade d'océanisation, au Nord et le fossé du Havre en cours de rifting, au Sud ;
- l'entrée en subduction de la ride asismique de Louisville, qui semble responsable de la segmentation morphotectonique de la plaque chevauchante ;
- une obliquité de convergence croissante à mesure que l'on se dirige vers le Sud, puisque l'on se rapproche du pôle de rotation Pacifique/Australie ;
- la terminaison de la fosse au Nord, qui se traduit par la déchirure de la plaque plongeante Pacifique.

Afin de comprendre son évolution géodynamique et d'identifier la part respective de chacun des mécanismes sur la géométrie et l'état de contraintes du dispositif actuel, nous avons mené une étude couplée de modélisation numérique 3D et de sismotectonique. A l'aide de ces deux méthodes, nous avons tenté d'apporter des réponses aux questions soulevées dans cette zone, à savoir :

(1) Quelle est la géométrie exacte de la plaque plongeante à la terminaison Nord du système ? A quoi peut-on attribuer la diminution de pendage du panneau plongeant sous les Tonga, par rapport au pendage de la plaque subduite sous les Kermadec ?

(2) La subduction oblique de la ride de Louisville peut-elle expliquer la segmentation morphotectonique actuelle du système Tonga-Kermadec ?

(3) Quel rôle joue l'obliquité de convergence et sa variation spatiale, sur la déformation actuelle et le partitionnement dans la plaque supérieure ?

Première partie

Les zones de subduction : Généralités

"Comme un juge en face d'un accusé qui refuse de répondre, nous devons reconstituer la vérité à partir de témoignages indirects. Toutes les preuves que nous pourrions rassembler présentent le caractère trompeur de ce genre de témoignages. Que penserions-nous d'un juge qui ne fonderait sa décision que sur une partie des données dont il dispose ?".

Alfred Wegener

La formulation de la théorie de la tectonique des plaques (1968), basée sur l'hypothèse de la dérive des continents initialement proposée par Wegener [1912], constitue le fondement même des géosciences modernes et le phénomène de subduction en est l'un des points clé. L'une des grandes problématiques soulevées ces trente dernières années, est de pouvoir déterminer si cette subduction est un moteur ou non de la tectonique des plaques. C'est un phénomène complexe qui fait intervenir à la fois des processus mantelliques et des mécanismes de déformation de la lithosphère. Plusieurs bases de données ont été établies et sont sans arrêt mises à jour avec l'apport de nouvelles données, ce qui permet d'affiner nos modèles [Jarard, 1986, Heuret, 2005]. Dans cette première partie, nous décrivons le phénomène de subduction qui a fait l'objet de notre étude, en rappelant brièvement d'une part en quoi consiste la subduction et d'autre part, quelles sont les problématiques actuelles basées sur la relation subduction et déformation lithosphérique.

Chapitre I

Qu'est-ce qu'une zone de subduction ?

Ce premier chapitre a pour objectif de rappeler brièvement les grandes notions associées aux zones de subduction dans leur globalité et présente de manière très synthétique les caractéristiques fondamentales représentatives des zones de subduction. Ces caractéristiques ont été mises en évidence par des données d'ordre magmatique, morphotectonique et géophysique reconnues dans les zones de subduction, qui ont servi à établir les grandes classifications des subductions. Une approche physique du phénomène y est également présentée, accompagné du bilan des forces principales reconnues comme contrôlant le déroulement de la subduction, ainsi que d'un court récapitulatif des problématiques étudiées par voie de modélisation.

Sommaire

I.1	Présentation des zones de subduction	6
I.1.1	Définition	6
I.1.2	Un phénomène profond : des études et des observations complexes	6
I.2	Les données disponibles	7
I.2.1	Unités structurales d'une zone de subduction	7
I.2.2	Sismicité de la plaque plongeante	11
I.2.3	Magmatisme et subduction	16
I.3	Compréhension physique du phénomène	19
I.3.1	Bilan des forces	19
I.3.2	Apport de la modélisation	22
I.4	Conclusion	23

I.1 Présentation des zones de subduction

I.1.1 Définition

L'observation troublante d'un âge relativement "jeune" du plancher océanique le plus ancien, e.g. daté à environ 180 Ma [Karig, 1971, Müller et al., 1997], au regard des âges des roches continentales les plus anciennes, e.g. datées à ce jour à environ 4.03 Ga sur un orthogneiss de la région du Grand Lac des Escalves (NW Canada) [Bowring and Williams, 1999], a bien évidemment suggéré l'existence d'un processus permettant la disparition de la lithosphère océanique. Le phénomène de subduction résulte de la rencontre de deux plaques lithosphériques, se traduisant par le fléchissement de la plaque lithosphérique la plus dense, suivi par son plongement sous la plaque la plus légère. Dans la majorité des cas, ce processus fait intervenir une plaque plongeante océanique vieille, épaisse et très dense, sous une plaque dite chevauchante. Cette dernière peut être soit de nature océanique, mais dans ce cas plus jeune et donc moins dense que la plaque plongeante, soit de nature continentale nettement moins dense. Une phase critique de la subduction peut correspondre à la convergence de deux plaques continentales, toutes deux peu denses, qui vont résister à l'enfoncement : on parle du phénomène de collision, à l'origine des processus orogéniques. A l'heure actuelle, les subductions sont définies comme des lieux de disparition et de recyclage de la matière principalement océanique en profondeur ; elles se concentrent majoritairement sur le pourtour de l'océan Pacifique (fig.I.1)

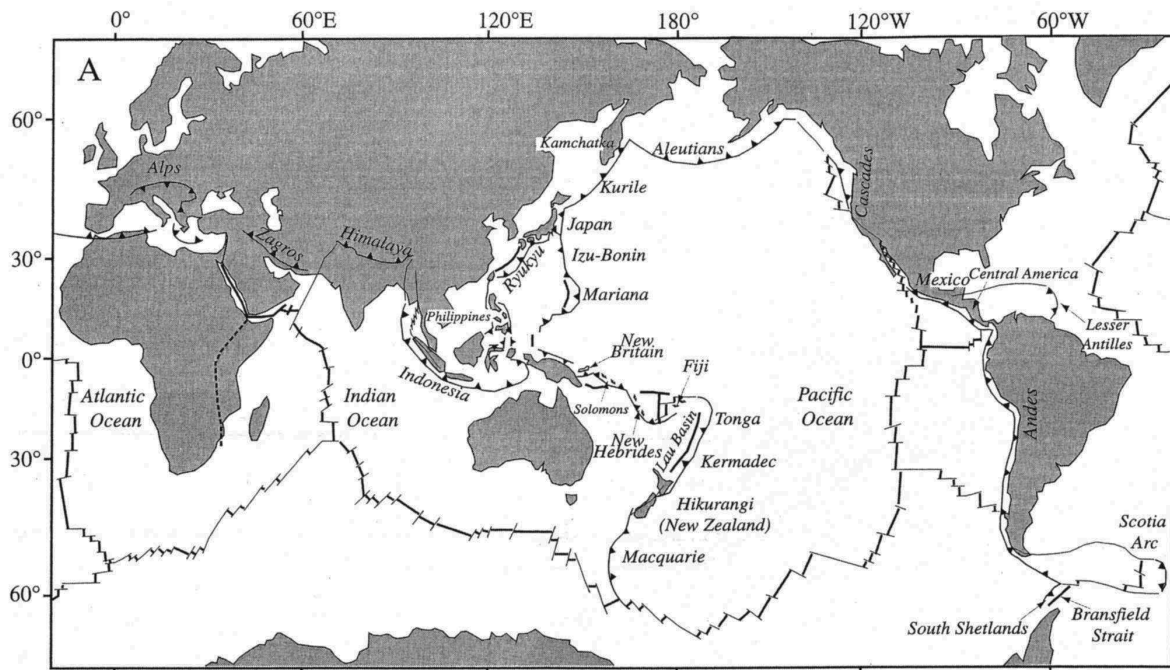


FIGURE I.1 – Distribution des zones de subduction sur le globe, avec une forte concentration sur le pourtour de l'océan Pacifique (d'après Stern [2002], modifié de Lallemand [1999]).

I.1.2 Un phénomène profond : des études et des observations complexes

Du fait de l'enfoncement d'une plaque lithosphérique en profondeur, le phénomène de subduction reste difficile à analyser, car il met en jeu des processus profonds de nature mantellique, qui ne peuvent être qu'indirectement appréhendés. De fortes interactions entre la lithosphère plongeante et l'asthénosphère

doivent être envisagées car elles peuvent jouer un rôle fondamental, par exemple sur le comportement mécanique de la plaque lithosphérique chevauchante. Une manière efficace d'étudier la dynamique interne de la Terre est de coupler l'approche physique avec l'expérimentation numérique et analogique ; celle-ci ne s'affranchit pas néanmoins de disposer d'une connaissance précise des déformations observables en "surface", qui seules permettent de discriminer les effets liés à des processus endogènes (e.g. convection mantellique secondaire, etc...), de ceux liés à des processus exogènes (e.g. perturbation tectonique locale...). Cette connaissance des manifestations de surface des déformations lithosphériques est nécessaire pour contraindre de manière plus fine les mécanismes physiques profonds mis en jeu dans les systèmes convergents.

Le caractère immergé, en très grande majorité, des zones de subduction rend l'observation de terrain difficile d'accès. L'acquisition de données nécessite un déploiement de moyens techniques lourds et très coûteux, en mer comme à terre. De plus, un problème d'échelle subsiste entre le dimensionnement du phénomène (i.e. plusieurs milliers de kilomètres de longueur de fosse pour une seule zone de subduction) et le caractère très ponctuel de échantillonnage sur une zone d'étude. L'effort important d'acquisition des données sur les trente dernières années permet malgré tout de bénéficier aujourd'hui d'une base de données relativement représentative de la plupart des zones de subduction.

I.2 Les données disponibles

L'acquisition d'un nombre croissant de données sur les zones de subduction reconnues actives, a permis de mener plusieurs études statistiques [Jarrard, 1986, Heuret, 2005], d'identifier les unités structurales spécifiques des subductions, ainsi que des similarités dans l'évolution tectonique entre différentes régions. La complexité des phénomènes impose une approche pluri-disciplinaire pour l'étude et la compréhension d'un système de subduction, depuis la description de son état actuel, jusqu'à la reconstruction de son évolution dans le temps et dans l'espace. Dans ce type de démarche, la plus grande difficulté réside dans le fait qu'à partir de données actuelles, il faille extrapoler un certain nombre de paramètres afin d'en déduire une évolution temporelle, qui ne sera par conséquent que faiblement contrainte. On distingue donc (a) des données qui renseignent principalement sur l'évolution spatio-temporelle d'une zone de subduction, (b) des données permettant d'imager à l'instant t , une marge active.

I.2.1 Unités structurales d'une zone de subduction

I.2.1.1 Classifications des zones de subduction

Une marge active se divise idéalement en plusieurs unités structurales, dont certaines peuvent parfois être absentes : fosse, prisme d'accrétion, domaine avant-arc, arc volcanique et domaine arrière-arc [Uyeda, 1984] (fig.I.2). La présence de ces unités et leur évolution dans le temps renseignent sur les interactions entre plaque plongeante et plaque chevauchante et donc sur l'importance du couplage interplaque. L'étude de chacune de ces unités permet de mettre en évidence des perturbations locales de ce couplage et d'estimer des mécanismes interplaques mis en jeu. Ainsi, la présence et la taille d'un prisme d'accrétion sédimentaire, la variation de pente de la marge en domaine avant-arc ou un retrait de la fosse reflèteront un degré d'érosion tectonique plus ou moins important à une échelle locale, synonyme de couplage fort [von Huene and Scholl, 1991, Lallemand et al., 1994]. A l'inverse, la présence d'un bassin avant-arc est significatif d'un faible couplage interplaque, qui dans ce cas, s'accompagne d'une plaque plongeante à fort pendage qui exerce une traction sur la plaque supérieure.

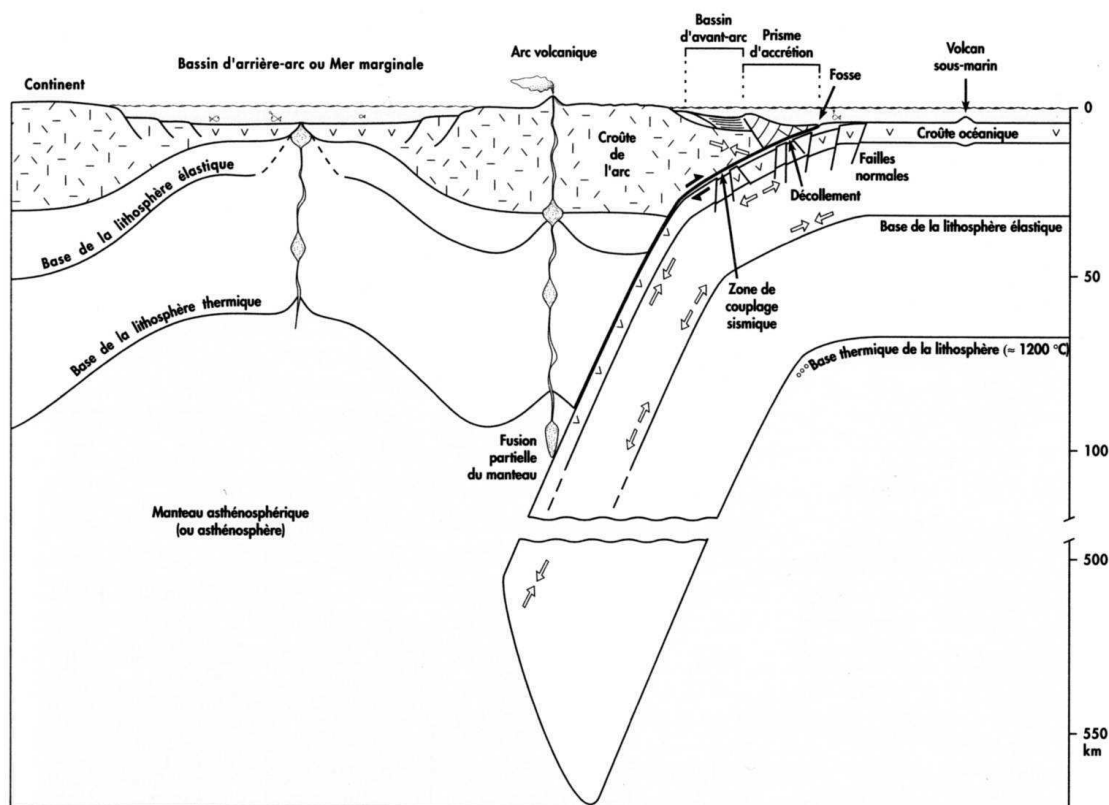


FIGURE I.2 – coupe schématique d'une zone de subduction indiquant les principales caractéristiques morphologiques, ainsi que le régime tectonique de la plaque plongeante (d'après Lallemand [1999]).

En compilant plusieurs paramètres associés aux unités structurales décrites ci-dessus, Uyeda and Kanamori [1979] et Uyeda [1984] ont classé l'ensemble des zones de subduction selon deux grandes catégories (fig.I.3) : (a) *le type Mariannes*, représentatif d'une faible transmission de contraintes entre les deux plaques lithosphériques du fait d'un fort pendage du panneau plongeant et (b) *le type Chili*, illustrant une forte transmission de contraintes, illustré à l'inverse par un pendage réduit de la plaque en subduction. Toutes les marges actives ne répondent cependant pas de manière stricte à l'ensemble de ces critères et il existe de nombreuses variantes entre ces deux cas extrêmes. Il est encore difficile d'associer certains mécanismes opérant dans le domaine avant-arc, tel que le mécanisme d'accrétion sédimentaire, au régime tectonique global de la plaque supérieure.

Pour replacer ces observations dans un contexte géodynamique plus global, Heuret and Lallemand [2005] et Heuret [2005] ont affiné la classification des marges actives, en compilant tous les paramètres disponibles dans les zones de subduction de 159 segments au total. La particularité de cette nouvelle classification repose sur l'utilisation d'un référentiel de type "Hot Spot" (HS3, Gripp and Gordon [2002]) et non sur le modèle global de cinématique des plaques, jusqu'à présent utilisé (NUVEL-1, DeMets et al. [1990]). Ce changement de référentiel a permis à Lallemand et al. [2005] de redéfinir des relations entre les divers paramètres et la vitesse des plaques plongeante et chevauchante (fig.I.4). Ils montrent notamment que le pendage de la plaque plongeante ne serait pas corrélé à son âge, mais à la vitesse de la plaque supérieure.

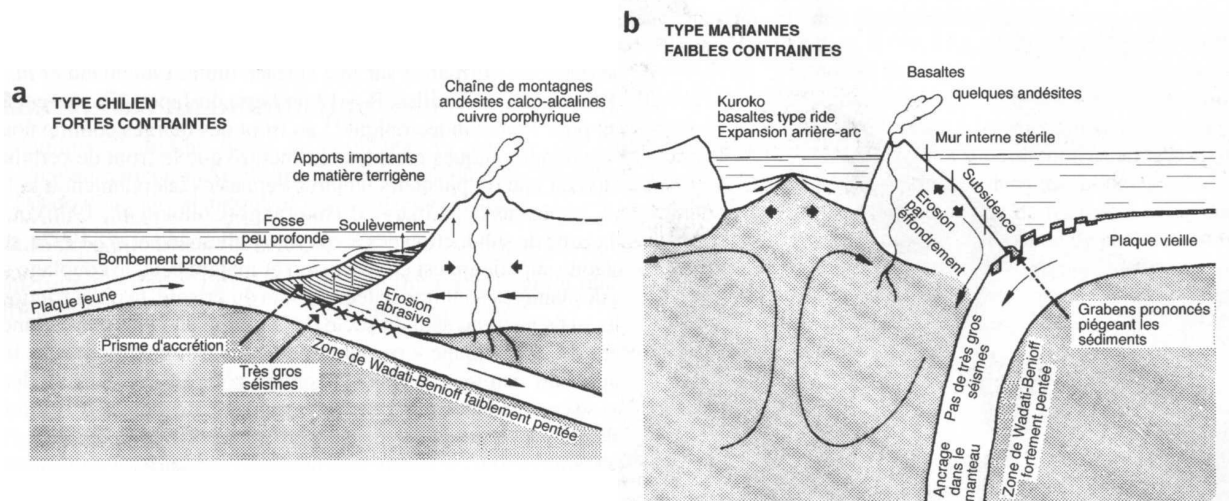


FIGURE I.3 – Les deux grands types de subduction : a) type Chili générant un régime compressif dans la plaque supérieure ; b) type Mariannes générant un régime extensif [Uyeda, 1984].

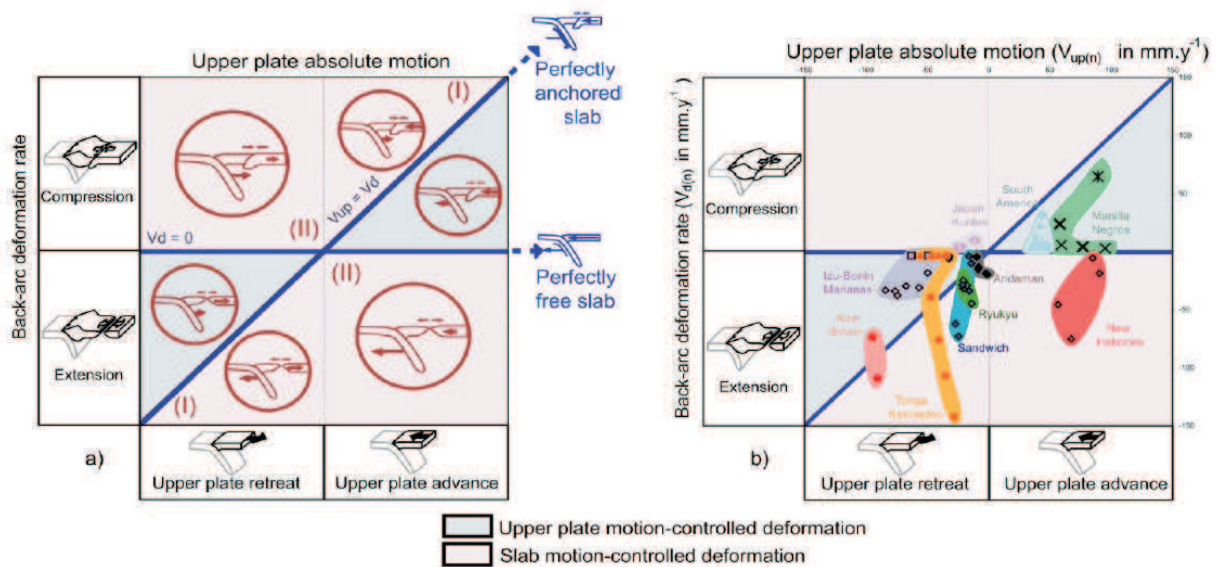


FIGURE I.4 – Classification des subductions intégrant le mouvement absolu de la plaque supérieure. a) La déformation est contrôlée soit par le mouvement absolu de la plaque chevauchante, soit par le déplacement horizontal de la plaque plongeante et dans ce cas, on distingue : un type I : régime tectonique en accord avec les mouvements de la plaque plongeante et chevauchante ; un type II : régime tectonique non cohérent avec le mouvement de la plaque chevauchante ; b) Répartition des zones de subduction dans cette classification. V_d : vitesse de déformation arrière-arc ; V_{up} : mouvement absolu de la plaque supérieure (d'après Heuret and Lallemand [2005]).

I.2.1.2 Les couplages interplaque et intraplaque

Quelle que soit la classification adoptée, toutes reposent sur la description de l'état de contraintes de la plaque supérieure. Celui-ci est directement lié au comportement du panneau plongeant et fait donc appel à la notion de *couplage interplaque*, qui permet la transmission de contraintes entre la plaque plongeante et la plaque chevauchante. Ce couplage interplaque se décompose en un couplage mécanique et un couplage sismique. Le premier prend en compte le fait que la plaque océanique plongeante présente un grand nombre d'irrégularités topographiques pouvant, dans le cas de hauts bathymétriques de grande taille, augmenter fortement le couplage mécanique. Cette notion sera développée au chapitre suivant. Le couplage sismique quant à lui, est associé à une zone dite sismogène, correspondant à la zone de nucléation des séismes interplaques chevauchants (fig.I.5) [Pacheco et al., 1993, Scholz, 1990, 1998]. L'étendue de cette zone sismogène dépend principalement des modifications des conditions en température associant des changements de phases minéralogiques des roches présentes au niveau du contact interplaque [Hyndman et al., 1996, Vrolijk, 1990]. Ces changements de phases modifient donc les propriétés physiques de glissement. Dans le but de quantifier l'intensité de ce couplage, un coefficient de couplage sismique, compris entre 0 et 1, a été défini par Peterson and Seno [1984], comme étant le rapport entre les vitesses de glissement sismique (définie par Brune [1968]) et les vitesses de glissement déduites des modèles cinématiques globaux. D'après les études de Scholz and Campos [1995] et Scholz [1998], il en résulte en général que les forts coefficients de couplage sismique sont associés à des systèmes fortement compressifs, alors que les faibles coefficients soulignent des systèmes en extension. Des variations locales du couplage dans l'évolution d'une subduction s'expriment également par des phénomènes de subsidence-surrection du domaine avant-arc.

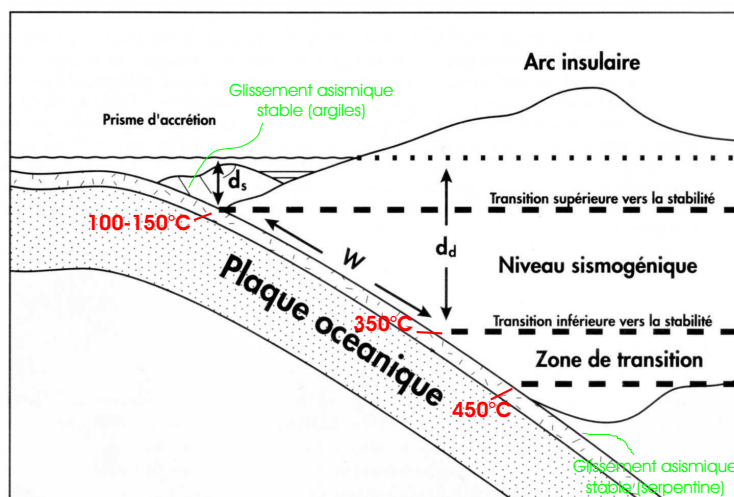


FIGURE I.5 – Structure sismique de la zone interplaque [Pacheco et al., 1993]. Température des différentes transitions d'après Hyndman et al. [1996], Vrolijk [1990]. W : plan interplaque verrouillé ; d_s : profondeur maximale de la zone de transition supérieure ; d_d : profondeur du toit de la zone de transition inférieure.

A l'échelle globale du système, l'augmentation du couplage interplaque affecterait également les forces en présence, dont la force de traction de la plaque plongeante. Conrad et al. [2004] proposent l'existence d'un couplage intraplaque situé dans la zone de courbure de la plaque en subduction et isolant la plaque avant subduction du panneau plongeant. Ils suggèrent ensuite qu'un fort couplage interplaque affaiblirait ce couplage intraplaque, c'est-à-dire découplerait la plaque avant subduction de la plaque subduite en créant une zone de moindre résistance (fig.I.6). Leur modèle semble être en adéquation avec les valeurs de la force de traction obtenues pour la plupart des zones de subduction, e.g. pour une subduction de type Chili,

le découplage intraplaque empêche la transmission de la force de traction vers la plaque prête à plonger, ce qui résulte en une faible force de traction à l'échelle régionale (fig.I.6a). Un tel comportement pourrait être relié à une variation de pendage du panneau plongeant.

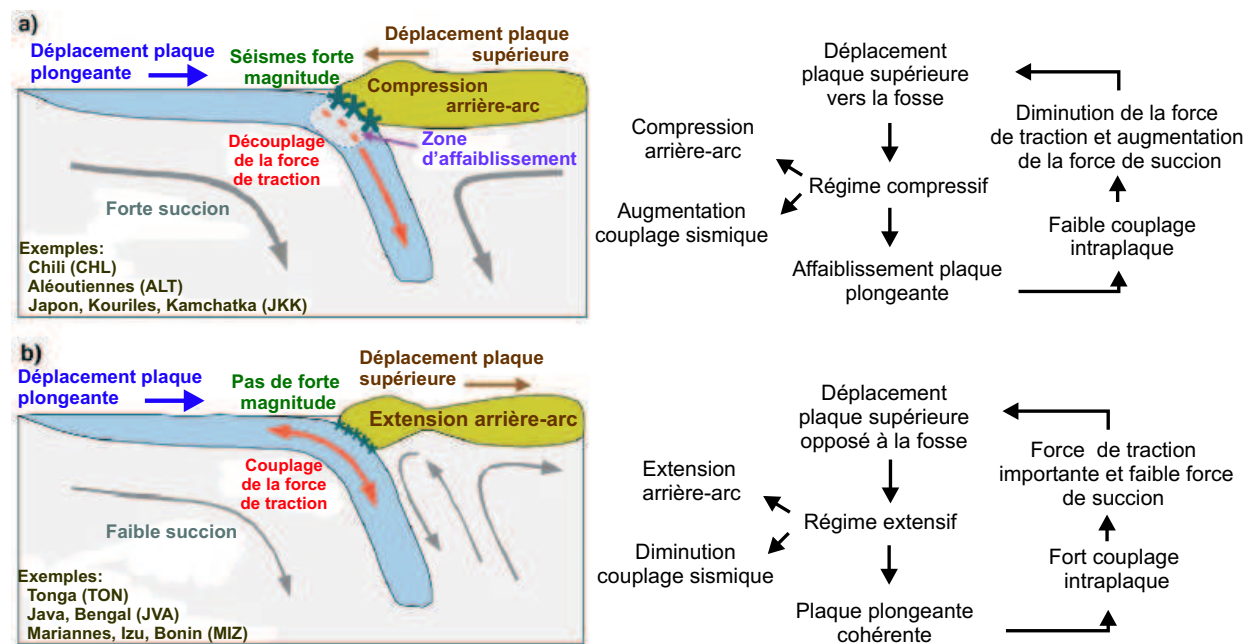


FIGURE I.6 – Schéma illustrant l'inter-dépendance des différentes propriétés des subductions : a) type Chili, où la zone d'affaiblissement correspond au découplage intraplaque ; b) type Mariannes, caractérisé par un fort couplage intraplaque. (modifié d'après Conrad et al. [2004]).

On remarque sur le schéma de Conrad et al. [2004] que l'étude morpho-structurale d'une marge active renseigne sur le régime tectonique de la plaque chevauchante et donc sur le couplage interplaque, auquel il est directement lié. Les différentes synthèses compilant un nombre importants de paramètres propres aux zones de subduction ont montré que ce couplage était associé au pendage du panneau plongeant [Uyeda and Kanamori, 1979, Conrad et al., 2004, Jarrard, 1986, Heuret, 2005, Heuret and Lallemand, 2005, Lallemand et al., 2005].

Les raisons de la variation du pendage d'une zone à l'autre sont encore mal comprises et sont largement débattues au sein de la communauté scientifique ; les études récentes de Lallemand et al. [2005], Heuret and Lallemand [2005] montrent que la géométrie de la plaque subduite serait principalement liée à la cinématique des plaques. Ils soulignent les rôles majeurs de la vitesse de déplacement de la plaque supérieure et du fort couplage visqueux entre la lithosphère subduite et l'asthénosphère, plutôt qu'un effet lié au couplage interplaque.

I.2.2 Sismicité de la plaque plongeante

Les zones de subduction sont connues pour être les zones sismiques les plus actives de la planète. La plaque plongeante, lors de son enfoncement dans le manteau asthénosphérique, reste globalement plus froide que son milieu environnant et par conséquent, elle garde un comportement rhéologique suffisamment cassant pour générer une forte sismicité. Cette différence de comportement rhéologique entre plaque subduite et manteau asthénosphérique, permet d'imager le panneau plongeant grâce à des modèles tomographiques. La sismicité intraplaque n'est pas distribuée de façon aléatoire au sein du panneau plongeant ; elle se localise préférentiellement au toit de la plaque plongeante, dans la croûte et la partie supérieure

du manteau lithosphérique. L'alignement des hypocentres que l'on observe permet de définir le plan de Wadati-Benioff, aujourd'hui admis comme imageant directement la géométrie de la plaque en subduction et donc rendant compte de son pendage. On attribue la localisation crustale de cette activité sismique intense à un fort contraste de température entre une croûte froide et une asthénosphère très chaude, générant de fortes contraintes. De plus, la croûte est le siège de nombreuses zones de faiblesse pouvant facilement rejouer sous l'effet des fortes contraintes mantelliques [Kirby et al., 1996], e.g. zones de faiblesses issues de l'hydrothermalisme et de la fracturation en failles normales à l'extrados lors de son ploiement à la fosse [Ranero et al., 2003, Ranero and Sallares, 2004].

I.2.2.1 Le régime tectonique du panneau plongeant

Isacks and Molnar [1971] ont montré que selon la longueur du panneau en subduction, le régime tectonique au sein de la plaque plongeante peut être soit en extension, soit en compression, parallèlement au pendage (fig.I.7). L'étude du régime tectonique nécessite alors de faire la distinction entre la sismicité *intermédiaire*, comprise entre 70 et 410 km et la sismicité *profonde*, comprise entre 410 et 670 km. Ils montrent alors que le panneau plongeant agit comme un guide de contraintes.

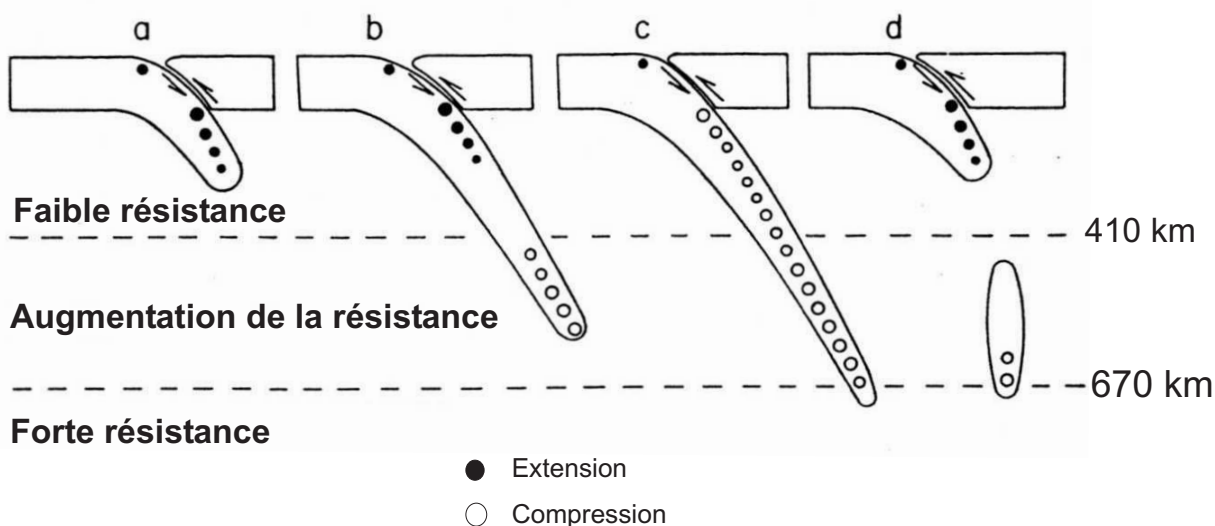


FIGURE I.7 – Modèle théorique illustrant la variation possible du régime tectonique de la plaque en subduction liée à son enfoncement dans le manteau. (a) Le régime extensif est principalement contrôlé par la force de traction appliquée à la plaque plongeante qui s'enfonce librement dans le manteau ; (b) La résistance à l'enfoncement de la plaque plongeante au-delà de la discontinuité pétrologique des 410 km perturbe le régime des contraintes ; il devient compressif à forte profondeur ; (c) La discontinuité des 670 km résiste à l'enfoncement de la plaque plongeante. La lithosphère subduite agit alors comme un guide des contraintes et permet la transmission de la compression profonde vers la surface. (d) Un ancrage de la plaque plongeante au niveau de la discontinuité des 670 km peut induire sa rupture ; la partie en surface s'enfonce à nouveau librement dans le manteau supérieur et n'est soumise qu'à une force de traction. (modifié d'après Isacks and Molnar [1971]).

Le passage d'un régime extensif à un régime compressif est dû au franchissement par la plaque en subduction de la zone de transition située autour des 410 km. Cette limite est due à un changement de phase minéralogique, e.g. transformation de l'olivine α en ses polymorphes plus denses (wadsleyite puis ringwoodite) et apparition du Spinelle [Stein and Rubie, 1999]. Cette variation géochimique induit un changement de comportement rhéologique du manteau qui résiste plus fortement à l'enfoncement de la plaque en subduction. Un cas extrême de résistance à l'enfoncement est la couche D' (670 km), correspondant

au changement de phase Ringwoodite en Perovskite [Stein and Rubie, 1999]. Le comportement thermodynamique de cette discontinuité est cependant mal compris et son impact géodynamique n'a jamais été quantifié [Christensen, 1983]. Les modèles tomographiques révèlent en effet que dans certaines zones de subduction, des zones froides prolongent la plaque subduite au-delà de la limite des 670 km (fig.I.8).

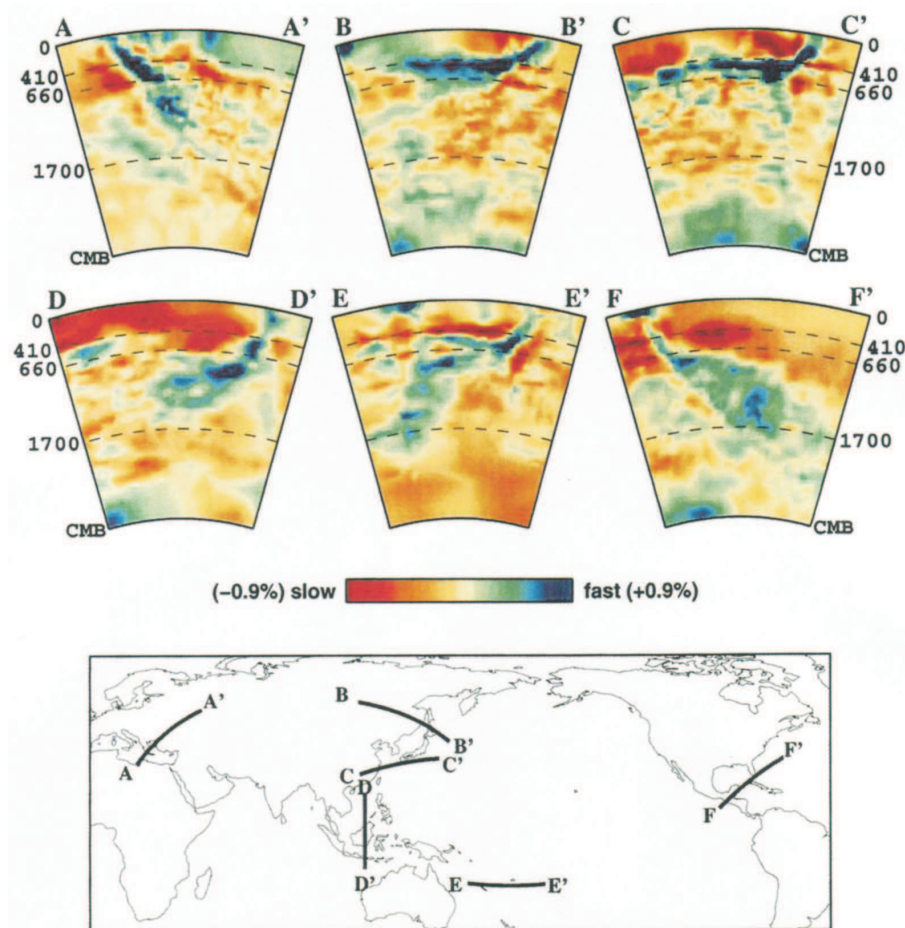


FIGURE I.8 – *Modèles tomographiques illustrant le comportement en profondeur des plaques plongeantes faces aux grandes discontinuités mantelliques. Bleu : anomalie de vitesse de propagation des ondes positive ; rouge : anomalie de vitesse de propagation des ondes negative. A) subduction Hellénique ; B) sud Kouriles ; C) Izu-Bonin ; D) arc de la Sonde ; E) nord Tonga ; F) Amérique Centrale [Rubie and van der Hilst, 2001].*

I.2.2.2 Etude de la sismicité intraplaque

Une étude plus fine de la localisation des hypocentres a permis Hasegawa et al. [1978] de mettre en évidence, dans la plaque en subduction sous le Japon, un double plan de Bénioff, situé à environ 40 km sous le plan principal (fig.I.9).

Plusieurs zones de subductions présentent un double plan de Bénéioff, mais son existence semble nécessiter des conditions initiales particulières, telles qu'une vitesse de convergence rapide et une plaque océanique plongeante vieille [Fujita and Kanamori, 1981]. Le plan supérieur correspond à une zone compressive, alors que le plan inférieur souligne lui, une zone en extension. Cette particularité serait liée au phénomène de dépliage de la plaque par réponse élastique à la courbure initiale, ainsi qu'à sa résistance visqueuse dans le manteau lors de son plongement [Engdahl and Scholz, 1977, Hasegawa et al., 1978]. Yamaoka et al. [1986] suggèrent également que le pliage/dépliage de la plaque plongeante est rendu possible grâce à sa continuité latérale et au caractère inextensible de la lithosphère (voir chapitre suivant), qui est donc soumise à des contraintes horizontales fortes. Une composante métamorphique a également été proposée par Hacker et al. [2003], Peacock [2001] qui attribuent l'origine de ces doubles plans de Bénéioff à des phénomènes de deshydratation de la lithosphère, lors de son enfoncement dans le manteau. Ces plans se localisent en effet dans la partie superficielle du manteau péridotitique pouvant être serpentinisé et donc hydraté (fig.I.9).

Une deuxième observation concernant la distribution de la sismicité intraplaque, est la très faible intensité de la sismicité observée entre 70 et 150 km. Cette profondeur correspond à la zone de fusion partielle à l'origine de l'arc volcanique et s'explique par un changement local du comportement rhéologique de la plaque en subduction, qui allie alors une composante crustale solide à une composante crustale "anatexique" due à la génération du magma [England et al., 2004, Spicak et al., 2004].

I.2.2.3 Sismicité et géodynamique régionale

Grâce à l'étude de la distribution de la sismicité du panneau plongeant, il est possible de retracer l'évolution de la zone de subduction sur les derniers millions d'années (suivant le taux de convergence des plaques) : la profondeur du plan de Bénéioff témoigne d'un caractère stationnaire de la subduction ou au contraire d'un arrêt de la subduction ; la continuité ou cohérence du panneau plongeant sur toute sa longueur et/ou sur toute sa largeur peut indiquer d'éventuelles zones de déchirure ou de détachement du panneau plongeant... Ces indices soulignent des réorganisations globales du système, comme par exemple un saut ou une inversion de subduction et sont donc d'un apport précieux pour les études d'évolution géodynamique régionale ou globale.

A partir de l'étude de la distribution de la sismicité au sein des plaques plongeante et chevauchante de la zone de subduction Tonga-Kermadec, nous avons tenté dans la suite de ce travail, d'apporter des réponses quant à l'évolution géodynamique du système depuis l'ouverture du bassin arrière-arc de Lau.

En résumé, la sismicité est fortement contrôlée par la structure thermique du panneau plongeant [Chen et al., 2004] et est associée aussi bien à des processus métamorphiques, qu'à des processus mécaniques. Elle permet de caractériser l'état de contraintes de la plaque subduite et sa géométrie à un instant t et donc le régime tectonique de la plaque supérieure qui en dépend. Indirectement, l'arc volcanique caractéristique des zones de subduction peut également contraindre la géométrie de ce panneau plongeant et il ajoute en plus, la notion d'évolution temporelle de la subduction.

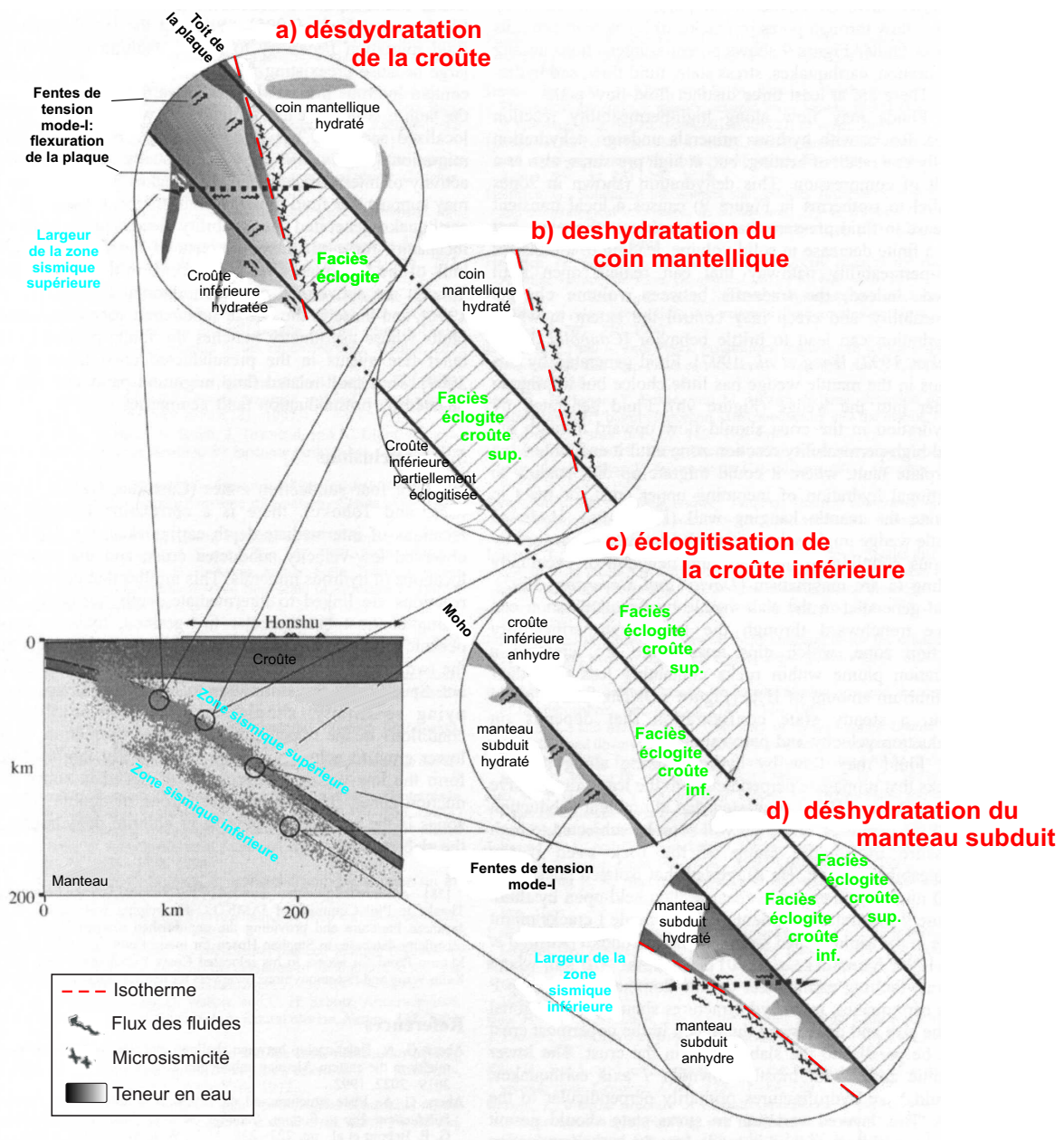


FIGURE I.9 – Comparaison entre les étapes de la déshydratation de la plaque en subduction et la localisation de la sismicité intraplaque de faible profondeur. La double zone de Bénéioff imagée initialement sous l'arc du Japon par Hasegawa et al. [1978], est prise en exemple (d'après Hacker et al. [2003]). Les plans de sismicité semblent être corrélés aux zones où s'effectuent les réactions minéralogiques liées à la déshydratation de la plaque plongeante.

I.2.3 Magmatisme et subduction

I.2.3.1 Origine du magmatisme

Les zones de subduction sont le lieu d'un magmatisme très abondant issu du recyclage de la lithosphère subduite. Ce magmatisme se développe dans la grande majorité des cas sous forme de volcanisme d'arc, mais il s'exprime également sous forme de plutonisme, dont le meilleur exemple est le vaste batholithe andin.

L'augmentation de pression et de température subie par la lithosphère océanique lorsqu'elle plonge dans le manteau, engendre la déshydratation de cette plaque plongeante. Les fluides ainsi relâchés dans le manteau vont hydrater les péridotites sus-jacentes au panneau plongeant et ainsi abaisser leur température de fusion. On parle alors de fusion partielle dans le coin asthénosphérique. Etant donné le chemin P-T-t subit par la lithosphère en contexte de subduction, il a été montré que ces phénomènes de déshydratation se produisent entre environ 90 et 150 km de profondeur, l'arc volcanique se créant à l'aplomb de cette zone de fusion partielle (fig.I.10). La distribution géographique de l'arc volcanique est donc un élément qui renseigne sur la géométrie du panneau plongeant, puisque l'emplacement de l'arc volcanique dépend de la localisation de la fusion partielle, c'est-à-dire du pendage de la plaque subduite. En se basant sur des données de sismicité, England et al. [2004] ont confirmé la relation entre écart de l'arc à la fosse et pendage de la plaque subduite pour la plupart des zones de subduction. L'avancée de l'arc volcanique vers la fosse ou son retrait vers le continent, e.g. l'arc chilien ou l'arc japonais, témoignent ainsi de variations du pendage au cours du temps et peuvent être facilement observables.

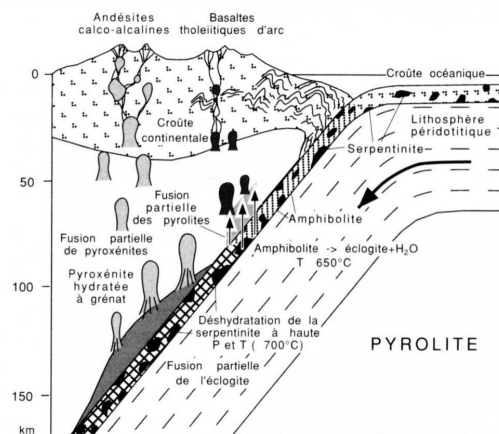


FIGURE I.10 – *Modèle de la genèse des magmas en contexte de subduction (Maury et al. [1996], modifié d'après Ringwood [1974]).*

I.2.3.2 Géochimie des laves : un indice sur les processus profonds

Le magmatisme d'arc est associé à la nature de la plaque supérieure ainsi qu'à son épaisseur crustale et on retrouve des séries volcaniques allant des basaltes tholéitiques d'arc aux basaltes calco-alcalins (andésitiques). Typiquement, le volcanisme calco-alcalin sera représentatif d'un arc volcanique continental, du fait de sa richesse en minéraux hydratés, alors qu'un volcanisme tholéitique sera représentatif des arcs insulaires. Les différences géochimiques de ces deux pôles témoignent donc de processus d'enrichissement des laves intervenant entre la phase de fusion partielle du manteau et la phase d'éruption. Ces processus, *Melting Assimilation Storage Hybridation* (M.A.S.H.), sont dus à des contaminations entre le magma et son encaissant à différentes étapes de sa migration vers la surface, e.g. fusion partielle faisant intervenir des éléments de la plaque subduite et le manteau asthénosphérique, l'assimilation d'enclaves arrachées au cours de sa remontée, fusion des parois du réservoir durant son stockage au sein de la croûte de la plaque supérieure et enfin mélange entre les liquides d'anatexie formés et le magma initial (fig.I.11).

La part provenant de la contamination (crustale, sédimentaire, mantellique) peut être distinguée de la part initiale de métasomatose du manteau, grâce aux analyses isotopiques et principalement du Strontium, du Nodium, du Plomb ou du Beryllium (fig.I.12).

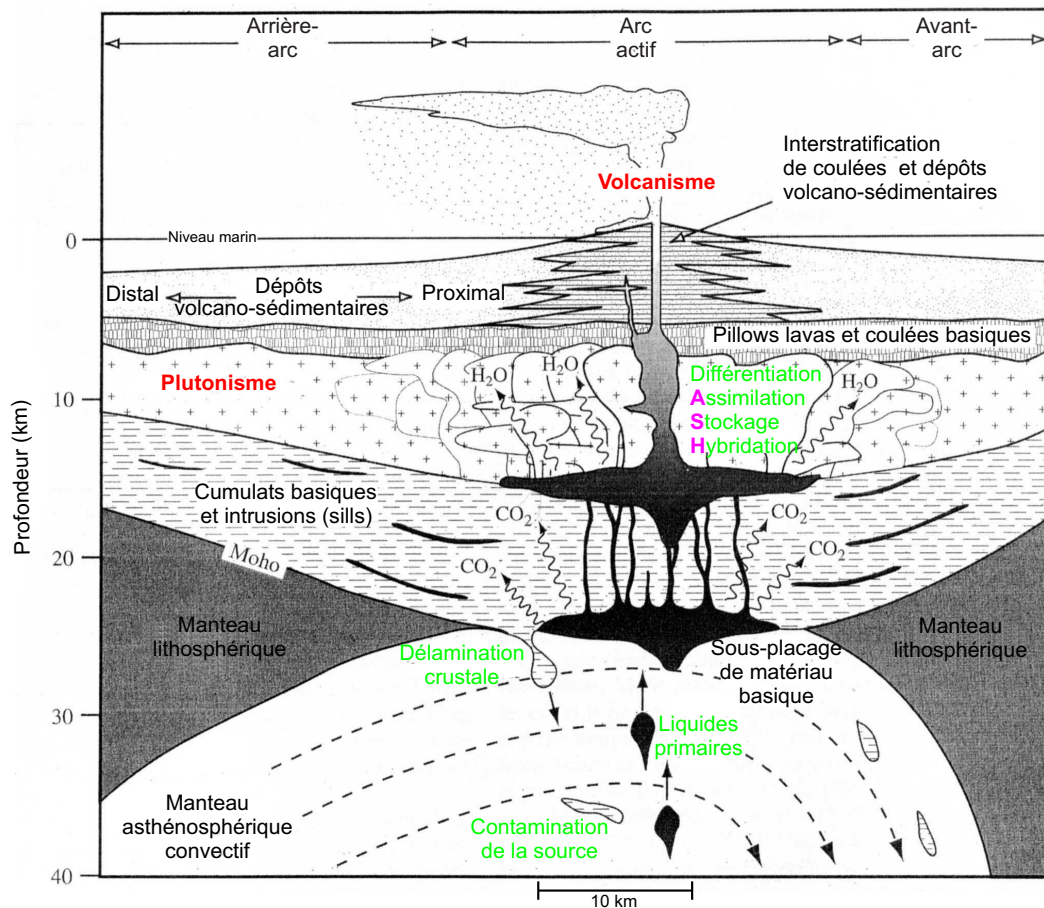


FIGURE I.11 – Propriétés et processus magmatiques d'un arc de subduction. La contamination des liquides s'exprime au niveau de la source par l'assimilation d'enclaves crustales et par métasomatisme avec les fluides relâchés par la plaque plongeante, ainsi qu'au niveau de la chambre magmatique. Pas d'exagération verticale (modifié d'après Stern [2002]).

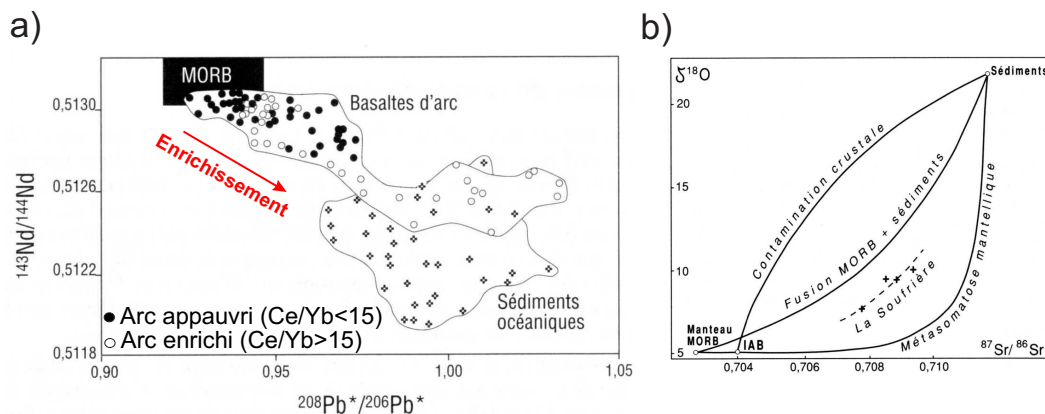


FIGURE I.12 – a) Composition isotopique des basaltes d'arcs actifs indiquant des taux variables d'enrichissement des laves (modifié d'après Hawkesworth et al. [1994]) ; b) Diagramme isotopique oxygène-strontium montrant trois évolutions possibles selon le type de mélange [Vidal et al., 1991].

Dans un contexte de subduction établi, par exemple dans le cas d'un arc insulaire, les isotopes radiogéniques sont d'un grand support pour déterminer les contaminations dues aux éléments entrés en subduction, comme par exemple l'importance des sédiments et leur nature (pélagiques, détritiques, volcaniques, etc...), l'importance de l'eau (modifiant les taux de fusion partielle et donc les concentrations en éléments incompatibles et compatibles des laves) ou encore des hétérogénéités initiales du manteau pouvant provenir de mélanges entre deux sources différentes (source type HIMU, caractéristique des panaches asthénosphériques et source EM II, manteau enrichi type II) [Pearce et al., 1999].

De même, l'éruption de laves particulières telles que des adakites, issues de la fusion d'une source à grenat pourra révéler l'existence d'une relique de lithosphère océanique au sein du manteau ou encore la fusion d'une roche sous plaquée à la base de la plaque chevauchante. Les adakites d'Equateur, par exemple, seraient issues de la fusion partielle de la racine anormalement profonde de la cordillère, constituée par le sous-placage de plateaux océaniques [Jaillard et al., 2005, Bonnardot et al., 2004]. Les boninites, quant à elles, révèlent la fusion partielle d'une source de très faible profondeur et témoignent de la rencontre de deux structures tectoniques actives de type axe d'accrétion-fosse de subduction, axe d'accrétion-faille transformante ou axe d'accrétion-arc volcanique actif [Deschamps and Lallemand, 2003].

I.2.3.3 Conclusions

Le magmatisme met en évidence un recyclage des éléments provenant des basaltes océaniques et de leur couverture sédimentaire associée. Il reflète l'ensemble de l'histoire de la subduction puisqu'il est un excellent indice d'évolution de la composition du protolite au cours du temps. Ces modifications peuvent être liées à des facteurs exogènes, e.g. apport important de sédiments, d'eau ou subduction d'un corps autre que de la croûte océanique, ou endogènes e.g. modification des flux mantelliques par le développement d'un panache asthénosphérique.

Dans le cas de la subduction d'un corps remarquable de type ride asismique, la durée de recyclage des éléments depuis leur subduction jusqu'à leur éruption peut être quantifiée et ainsi fournir des contraintes fortes pour approcher les vitesses de convection au sein du manteau [Regelous et al., 1997, Turner and Hawkesworth, 1997, 1998, Turner et al., 2000, George et al., 2005].

En résumé, les indices magmatiques sont déterminants pour contraindre l'évolution géodynamique d'un système. L'étude de la distribution des laves variées émises dans la zone de subduction des Tonga-Kermadec que nous avons étudiée dans la suite de ce travail, a donc été primordiale pour appréhender les différentes phases tectoniques du système.

I.3 Compréhension physique du phénomène

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, une zone de subduction peut être assimilée à un système tripartite, dont les trois unités distinctes sont : les deux plaques lithosphériques et le manteau asthénosphérique sous-jacent. La figure I.13 met en évidence le rôle fondamental des interactions entre chacune de ces unités dans les différentes manifestations liées au processus de subduction. Ces fortes interactions doivent donc être considérées lors de l'identification des forces s'exerçant à toutes les échelles du système, afin de pouvoir définir un bilan précis des forces en présence.

IMAGE EN SURFACE DES MECANISMES PROFONDS:

Témoin de l'évolution de la subduction

- *migration de l'arc/pendage plaque plongeante

Nature du protolite

- *recyclage d'éléments
- *contamination de la source

Convection asthénosphérique

- *1^{er} et 2nd ordre

IMAGE SUPERFICIELLE:

Témoin de l'évolution de la subduction

- Couplage sismique/mécanique
- *régime tectonique

Mouvements verticaux de la marge

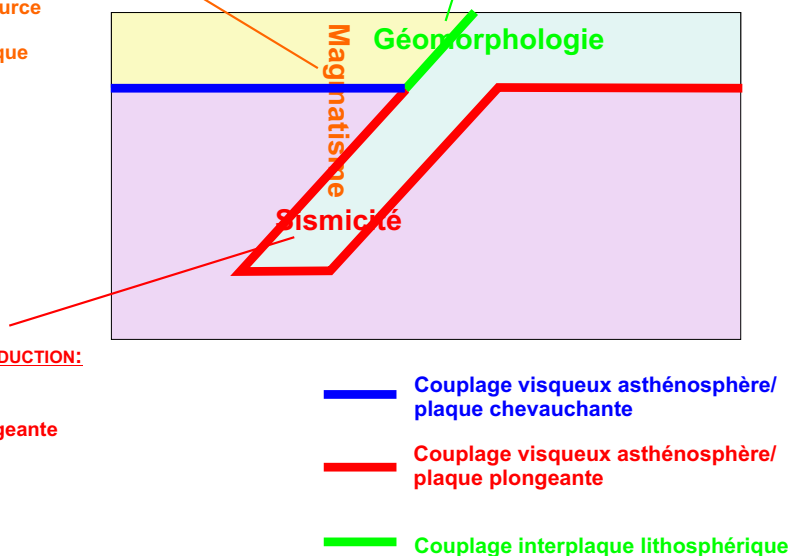


IMAGE PROFONDE DE LA SUBDUCTION:

Image instantanée

Pendage de la plaque plongeante

- *flux asthénosphérique
- *couplage interplaque
- *couplage visqueux

Mécanismes locaux

- *déshydratation (double Bénioff)
- *variation de composition du manteau

Couplage visqueux asthénosphère/
plaque chevauchante

Couplage visqueux asthénosphère/
plaque plongeante

Couplage interplaque lithosphérique

FIGURE I.13 – Représentation schématique d'une zone de subduction mettant en avant son caractère tripartite – les deux plaques lithosphériques et le manteau asthénosphérique – ainsi que les différentes interactions entre les trois unités en présence. Ces interactions peuvent être appréhendées grâce à l'étude du magmatisme, de la géomorphologie et de la sismicité, qui renseignent aussi bien sur l'état actuel du système, que sur son évolution spatio-temporelle. Il est donc important de considérer l'ensemble de ces manifestations lors de l'étude géodynamique d'une zone de subduction.

I.3.1 Bilan des forces

Dans les forces qui interagissent à la frontière de plaques, on distingue (a) des forces de volume, propres à la plaque plongeante, qui s'exercent en amont et en aval de la fosse et qui dépendent de la composition pétrologique de la plaque subduite, ainsi que de son élévation à la surface de la Terre ; ces forces sont considérées comme le moteur de la subduction ; (b) des forces de surface, définies soit par un couplage visqueux qu'exerce l'asthénosphère sur le panneau plongeant, soit par un couplage interplaque d'échelle lithosphérique, résultant des réactions mutuelles entre les deux plaques. Ces forces de couplage s'opposent à l'enfoncement de la plaque au sein de l'asthénosphère (fig.I.14).

I.3.1.1 Les forces motrices

La densité augmente avec l'âge de la plaque plongeante et va générer deux types de forces :

une force de traction ($F_{traction}$) : l'état thermique relativement froid de la plaque plongeante, ainsi que sa densification au cours du temps lui induisent une flottabilité négative vis à vis de l'asthénosphère et provoquent son enfoncement. Au poids de la plaque s'ajoute la poussée d'Archimède par réaction du manteau asthénosphérique. La résultante des deux forces est donc une force verticale qui a été définie par Carlson et al. [1983] selon :

$$F_{traction} = K \cdot \Delta\rho \cdot l \cdot \sqrt{A}, \quad (I.1)$$

avec $\Delta\rho$, le contraste de densité entre lithosphère et asthénosphère, l , la longueur du panneau plongeant, A , l'âge de la plaque en subduction et K , une constante.

la "poussée" de la dorsale ($F_{dorsale}$) : Le différentiel de topographie entre le point haut situé au niveau de la dorsale océanique et un point bas appartenant au plancher océanique subsident, induit des variations de pression à la surface de la plaque et génère l'équivalent d'un glissement gravitaire des points les plus hauts vers les points les plus bas. Cette force gravitaire s'exerce donc horizontalement à la surface de la plaque océanique et peut se définir selon Lallemand [1999] comme :

$$F_{dorsale} = \Delta\rho \cdot g \cdot \chi \cdot A, \quad (I.2)$$

avec $\Delta\rho$, le contraste de densité entre lithosphère et asthénosphère, g , la gravité, χ , la diffusivité thermique et A , l'âge de la plaque au point considéré.

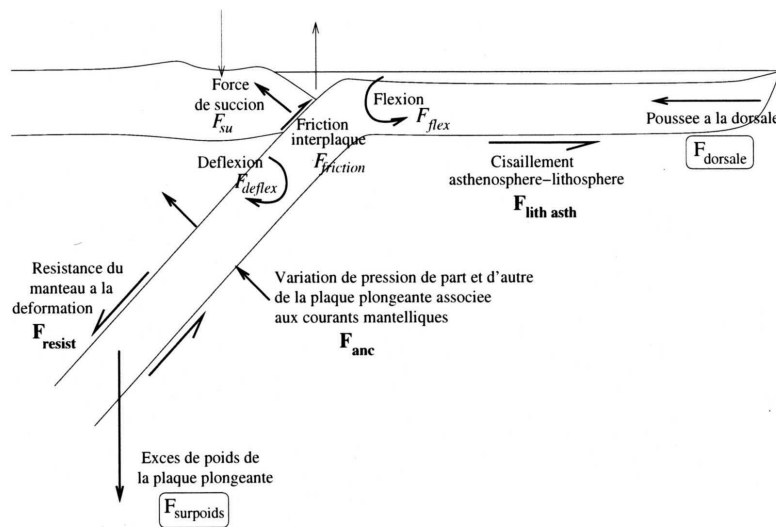


FIGURE I.14 – Bilan des forces agissant dans le processus de subduction (Arcay [2005], d'après Forsyth and Uyeda [1975], Shemenda [1993], Scholz and Campos [1995], Uyeda and Kanamori [1979]).

I.3.1.2 Les forces résistantes

Tous les couplages existant entre deux unités engendrent des forces résistantes qui vont ralentir et parfois s'opposer au plongement de la plaque lithosphérique. On identifie des couplages de type lithosphère-

lithosphère et de type lithosphère-asthénosphère, ce dernier agissant en amont et en aval de l'enfoncement de la plaque lithosphérique.

le couplage basal lithosphère-asthénosphère ($F_{lith-asth}$) : dans la mesure où la vitesse de déplacement de la plaque plongeante en surface est plus rapide que la convection du manteau asthénosphérique, l'asthénosphère résistera au déplacement lithosphérique. Cela se traduit donc par une force cisailante appliquée à l'interface lithosphère-asthénosphère et s'exprime selon :

$$F_{lith-asth} = \int_S \tau_{la} \cdot dS, \quad (I.3)$$

où le cisaillement lithosphère-asthénosphère τ_{la} , peut se définir selon :

$$\tau_{la} = -\frac{2 \cdot \eta \cdot v}{h} \left(2 + 3 \frac{h_l}{h_a} \right), \quad (I.4)$$

avec η , la viscosité de l'asthénosphère, v , la vitesse de la plaque lithosphérique, h_l , l'épaisseur lithosphérique et h_a , l'épaisseur de l'asthénosphère [Turcotte and Schubert, 1982].

la résistance visqueuse à l'enfoncement de la plaque ($F_{résist}$) : l'augmentation avec la profondeur de la viscosité au sein de l'asthénosphère, s'oppose à la pénétration du panneau plongeant et se traduit par un cisaillement visqueux sur toute la surface de la plaque subduite. Elle se définit donc comme :

$$F_{résist} = \int_S \tau_{asth} \cdot dS, \quad (I.5)$$

Par analogie entre le déplacement d'un ellipsoïde dans un fluide visqueux et celui du panneau plongeant dans l'asthénosphère, cette force de résistance a été définie par Scholz and Campos [1995] selon :

$$F_{résist} = 6 \cdot \pi \cdot \eta \frac{R_d \cdot v}{\lambda}, \quad (I.6)$$

avec η , le viscosité moyenne du fluide (l'asthénosphère), R_d , le rayon effectif de l'ellipsoïde (ou du panneau plongeant) [Lamb, 1993], v , la vitesse de subduction et λ , le grand axe horizontal de l'ellipsoïde (parallèle à la fosse de subduction et qui équivaudrait à la largeur du panneau plongeant).

la force d'ancrage (F_{anc}) : elle résulte d'un déplacement relatif subhorizontal entre le panneau plongeant et l'asthénosphère. Cette force induit un différentiel de pression de part et d'autre de la plaque plongeante, qui serait responsable du maintien du pendage du panneau plongeant en y exerçant une suction au-dessus du panneau plongeant. Ces forces de pression s'expriment en effet [Turcotte and Schubert, 1982] :

$$F_{coin \ asth} = -\frac{8.558 \cdot \mu \cdot v}{r} \text{ et } F_{océan} = \frac{0.462 \cdot \mu \cdot v}{r}, \quad (I.7)$$

avec μ , la viscosité du manteau, v , la vitesse de subduction, r , la longueur du plaque subduite depuis la fosse, $F_{coin \ asth}$, la pression s'exerçant dans le coin asthénosphérique au-dessus du panneau plongeant et $F_{océan}$, la pression s'exerçant dans le coin asthénosphérique en-dessous du panneau plongeant, côté océan. La convection du manteau inhibera ou renforcera évidemment l'intensité de $F_{coin \ asth}$ et de $F_{océan}$.

le couplage interplaque (F_P) : les forces générées à l'interplaque agissent principalement sur le régime tectonique de la plaque supérieure. Elles sont majoritairement contrôlées par le comportement de la plaque en subduction sous l'effet des forces qui lui sont appliquées décrites ci-dessus. A l'interplaque, on distingue une composante hydrostatique liée à la poussée d'Archimède et une composante non-hydrostatique liée à la rigidité flexurale de la plaque subduite. L'enveloppe de pression non hydrostatique normale au plan (σ_n) détermine le régime de la plaque supérieure (fig. I.15) [Shemenda, 1993, Tang, 2000].

La force de friction est quant à elle définie comme :

$$F_{friction} = \frac{1}{2} \cdot \mu \cdot \rho_l \cdot g \cdot z^2 \cdot \cot \phi \quad (I.8)$$

avec μ , le coefficient de friction à l'interplaque, ρ_l , la masse volumique de la lithosphère, z , la profondeur maximale du plan interplaque et ϕ , le pendage moyen de ce plan.

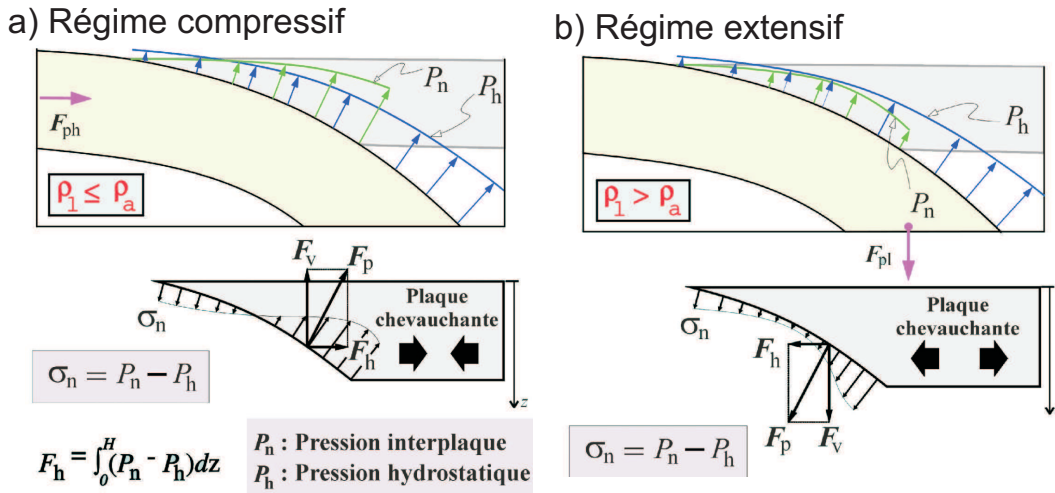


FIGURE I.15 – La force appliquée dans la partie inférieure du contact interplaque régit le régime tectonique de la plaque chevauchante, avec soit une force de compression dans le cas d'un régime compressif (a), soit une force de succion, dans le cas d'un régime extensif (b). [Shemenda, 1993].

Le fonctionnement d'un tel système est évidemment fortement dépendant des rhéologies propres à chaque unités [van Keken and King, 2005]. Ces différents types de couplage restent difficiles à appréhender, car pour ceux faisant intervenir l'asthénosphère, il faudrait pouvoir prendre en compte les vitesses de convection du manteau, qui sont pour l'heure imprécises et vraisemblablement très variables. Concernant le couplage lithosphérique, les lois frictionnelles définissant les plans de rupture sont encore largement débattues et les incertitudes sur la mécanique du glissement sont importantes.

I.3.2 Apport de la modélisation

Pour mieux quantifier l'effet de chacune de ces forces et comprendre les mécanismes physiques à l'origine des différents contextes tectoniques, le recours à la modélisation numérique et analogique est nécessaire, car l'effet de chaque paramètre mis en jeu est difficilement quantifiable dans la nature. La modélisation a pour objectif d'aider à comprendre les mécanismes physiques régissant un type de déformation donné. Cependant elle ne prend en compte qu'un nombre de paramètres limités et ne prétend donc pas reproduire fidèlement le réel. Les thèmes d'étude liés aux subduction sont nombreux et l'approche utilisée sera donc dépendante du type de mécanisme à étudier.

Dans la suite de ce travail, nous avons eu recours à la modélisation numérique thermo-mécanique, pour comprendre l'influence des variations latérales d'ordre géométrique et rhéologique au sein d'un système convergent, sur les déformations lithosphériques engendrées dans la plaque supérieure. Ces résultats ont ensuite permis de contraindre l'évolution géodynamique de notre zone d'étude, la subduction des Tonga-Kermadec.

I.4 Conclusion

Ce premier chapitre rappelle que la subduction est un phénomène complexe. Il est nécessaire de prendre en considération toutes les manifestations tectoniques qui s'y expriment, afin d'identifier la part respective de chaque mécanisme physique en cours. L'étude des subductions nécessite donc une approche pluridisciplinaire.

Les nombreuses acquisitions de données ont permis la réalisation de classifications perspicaces et homogènes pour des segments de subduction non perturbés. L'un des objectifs actuels serait de pouvoir intégrer dans ces classifications les segments de subduction non pris en compte du fait de leur contexte tectonique particulier, e.g. intervention de la subduction de reliefs océaniques, terminaison de subduction, etc...

Les processus qui régissent ces contextes tectoniques complexes sont encore mal compris. Les outils de modélisations numériques et analogiques se prêtent parfaitement à cette étude, mais les modèles de subduction se fondent actuellement sur des exemples simples, généralement à deux dimensions.

Le chapitre suivant présente trois contextes de subduction fréquemment rencontrés dans la nature et qui ne sont pourtant pas intégrés dans les classifications actuelles : les systèmes à convergence oblique et la courbure des frontières de plaques, ainsi que la subduction de reliefs océaniques. Ces derniers soulignent bien le rôle primordial de la prise en compte de la troisième dimension dans les modèles de subduction.

Chapitre II

La subduction : un phénomène 3D

Les tentatives de classifications des zones de subduction témoignent de la grande diversité des comportements lithosphériques en contexte convergent. Elles ont été établies en se basant sur des tronçons de subduction considérés comme simples ou "normaux", c'est-à-dire non perturbés par des éléments de forçage externes, comme par exemple l'entrée en subduction d'un relief océanique, les terminaisons de subduction ou l'obliquité de la convergence. Les segments non pris en compte dans ces classifications restent par conséquent très nombreux et correspondent souvent à des tronçons clés dans les processus actifs de subduction. Ces "exceptions" soulignent que l'étude à deux dimensions de la subduction est incomplète et qu'il est nécessaire désormais, de mieux prendre en compte la troisième dimension qui exerce un rôle fondamental dans les régimes tectoniques qui les caractérisent. Bien que l'interaction des mécanismes mantelliques avec la plaque plongeante puisse perturber le régime des contraintes à l'échelle du système, des perturbations superficielles le long de la fosse peuvent également influencer la dynamique générale, avant d'éventuellement interagir avec la dynamique profonde.

Sommaire

II.1	La convergence oblique	26
II.1.1	Convergence oblique et vecteurs glissement	26
II.1.2	Déformation de la plaque supérieure	28
II.1.3	Les modèles physiques de la convergence oblique	30
II.1.4	Conclusions	31
II.2	Les marges à géométrie complexe	32
II.2.1	Courbure des marges et sphéricité de la Terre	32
II.2.2	Courbure des marges et stabilité du système convergent	33
II.2.3	Courbure et contraintes géodynamiques locales	35
II.2.4	Conclusions	36
II.3	La subduction de reliefs océaniques	37
II.3.1	Nature des reliefs les plus fréquents	37
II.3.2	Effets de la subduction d'un relief sur la déformation de la marge	38
II.3.2.1	Mont sous-marin et mouvements verticaux de la marge	38
II.3.2.2	Mécanisme d'érosion de la marge	41
II.3.2.3	Micro-collision : implications géodynamiques	41
II.3.3	Relation entre un relief et le couplage interplaque	42
II.3.3.1	Flottabilité	42
II.3.3.2	Friction interplaque	44
II.3.3.3	Aspérité sismologique, relief et couplage interplaque	45
II.3.4	Effet de la subduction d'un relief sur le pendage du panneau plongeant	46
II.3.5	Conclusions	46

II.1 La convergence oblique

La comparaison des vecteurs convergence déduits des modèles cinématiques globaux avec la géométrie des marges actives, indique que les subductions à convergence perpendiculaire à la frontière de plaques sont très peu représentées sur le globe [Fitch, 1972, Beck, 1983, Jarrard, 1986, DeMets et al., 1990]. La plupart des subductions présentent en effet une composante de convergence oblique plus ou moins prononcée, qui peut être accommodée par du partitionnement dans les deux plaques mises en jeu. Bien que les diverses manifestations de ce partitionnement soient bien indentifiées, les modalités précises sont encore à définir.

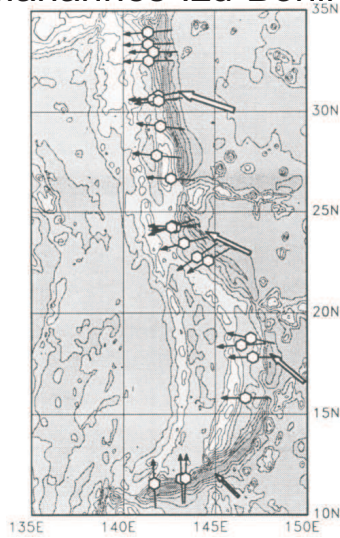
II.1.1 Convergence oblique et vecteurs glissement

Le vecteur convergence se décompose en un vecteur normal à la fosse et un vecteur parallèle à la fosse. La convergence est donc partitionnée entre un mouvement interplaque selon la composante perpendiculaire à la fosse et un mouvement dans la plaque supérieure à l'origine de la déformation, résultant de la composante parallèle à la fosse [McCaffrey, 1992, 1993]. L'analyse des vecteurs glissement déduits des mécanismes au foyer des séismes chevauchants d'interplaque révèle que parfois, une partie de l'obliquité s'exprime par un glissement oblique à l'interface, alors que mécaniquement, un glissement selon la plus grande pente serait attendu [Yu et al., 1993, McCaffrey, 1992]. La figure II.1 illustre ces deux situations : (a) quelle que soit l'obliquité du vecteur convergence, les vecteurs glissements se répartissent idéalement perpendiculairement à la fosse (cas des Mariannes, fig.II.1a). La partition est dite totale et l'ensemble de l'obliquité est accommodée par la déformation de la plaque chevauchante ; (b) les vecteurs glissement s'orientent préférentiellement selon le vecteur convergence (cas des Aléoutiennes, fig.II.1b). Dans ce cas, la partition est partielle et l'obliquité sera partiellement accommodée par la plaque supérieure.

D'après les données pour une obliquité de convergence inférieure à 30° , le degré de partitionnement semble être proportionnel à l'augmentation de pendage du contact interplaque [Liu et al., 1995].

Le glissement du panneau plongeant selon la plus grande pente du contact interplaque implique parfois une contorsion forte de la plaque plongeante, afin de lui permettre d'épouser parfaitement la géométrie de la plaque supérieure. Liu et al. [1995] suggèrent alors que la relation existant entre obliquité de la convergence et la déviation du vecteur glissement par rapport à la normale à la fosse, est contrôlée par l'état de contrainte de la plaque plongeante, c'est-à-dire par l'ensemble des forces s'exerçant sur la plaque en subduction, e.g. la force de traction, les forces de résistance à l'enfoncement de la plaque générées par le manteau et le couplage interplaque. D'après leur étude, une forte intensité de ces différentes contraintes permet à la plaque subduite de se déformer et de faciliter son glissement à l'interplaque perpendiculairement à la fosse. La figure II.2 montre que cette relation est en effet bien corrélée aux données et rappelle le modèle proposé par Conrad et al. [2004] concernant l'évolution des contraintes au sein de la plaque plongeante et sa cohérence mécanique dans la zone flexurée, selon le style de la subduction, e.g. type Chili ou Mariannes donc, c'est-à-dire selon l'intensité du couplage interplaque (fig.I.6).

a) Mariannes-Izu-Bonin



b) Aléoutiennes

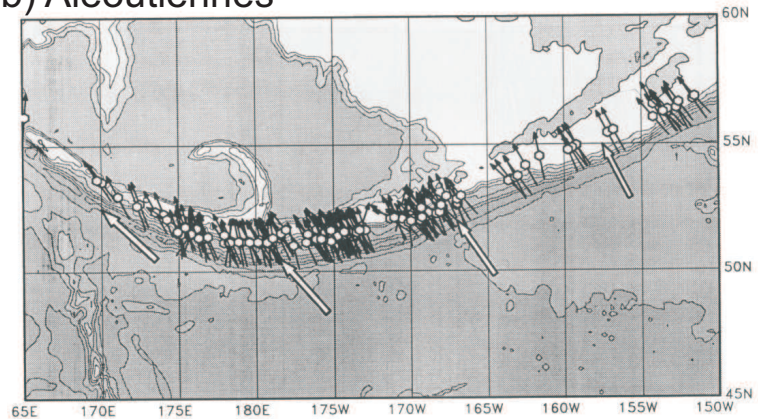


FIGURE II.1 – Distribution des vecteurs glissement à l'interplaqué des subductions (a) des Mariannes et (b) des Aléoutiennes [Yu et al., 1993], qui souligne des degrés de partitionnement variables le long des fosses : plus la différence d'angle entre le vecteur glissement et le vecteur convergence est grande, plus la partition est importante.

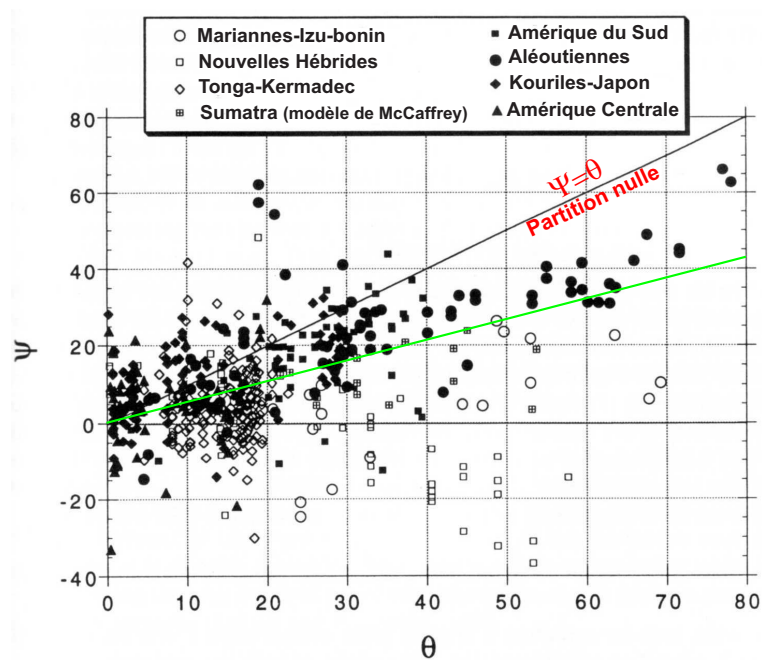


FIGURE II.2 – Relation entre ψ , l'obliquité du glissement et θ , l'angle d'obliquité de la convergence (droite en vert d'après Liu et al. [1995]). Les arcs sont représentés différemment selon l'existence ou non d'un bassin arrière-arc, respectivement symboles blancs et symboles noirs (modifiée d'après Yu et al. [1993]).

II.1.2 Déformation de la plaque supérieure

Les manifestations les plus visibles du partitionnement du mouvement s'observent dans la plaque supérieure. Les données recueillies sur de nombreuses zones de subduction montrent que trois zones localisent préférentiellement la déformation, jusqu'à la rupture en cas de convergence oblique, car elles correspondent naturellement à des zones de faiblesse (fig.II.3), dues à des variations rhéologiques significatives (zones partiellement consolidées, zones présentant un fort gradient thermique ou des discontinuités initiales) [McCaffrey, 1992, Lallemand, 1999]. Les zones sollicitées sont :

- **le prisme d'accrétion**, par rejeu des écaïlles tectoniques au sein du prisme ou à la limite entre prisme sédimentaire peu consolidé et butoir rigide de la marge, e.g. subduction des Ryukyu [Yu et al., 1997] et Hikurangi [Collot and Davy, 1998, Delteil et al., 2003]. Le prisme accommodera la partition du mouvement le long de grandes failles décrochantes.

- **l'arc volcanique**, zone de faiblesse privilégiée d'échelle lithosphérique, puisqu'elle est thermiquement et géométriquement affaiblie, e.g. faille de Sumatra [Bellier and Sébrier, 1994, 1995, Prawirodirdjo et al., 1997, Bellier et al., 1999] et l'arc des Kouriles [Lallemand et al., 1999]. La partition du mouvement s'effectuera le long d'un décrochement majeur localisé près de l'arc volcanique.

- **le bassin arrière-arc**, également une zone de faiblesse d'échelle lithosphérique. En phase de rifting (e.g. le fossé du Havre [Wright et al., 1996, Delteil et al., 2002]), un régime transtensif se développe sur l'accident localisé dans l'arc volcanique. Dans le cas d'un bassin mature, une dissymétrie latérale des taux d'ouverture provoque une rotation du bloc "arc", ce qui permet d'accommoder l'obliquité de convergence (e.g. bassin de Lau en arrière de l'arc des Tonga [Wallace et al., 2004, 2005]). Le partitionnement de la déformation étant lié à un fort couplage interplaque [Chemenda et al., 2000], voir section suivante), des variations latérales du taux d'accrétion magmatique permettent d'accommoder l'obliquité.

A partir des vecteurs glissement, il est possible de quantifier les taux de déplacement engendrés dans la plaque supérieure, résultant de l'accommodation de l'obliquité. Trois types de relations sont proposées en fonction du contexte tectonique : (a) accommodation de l'obliquité par une ouverture en domaine arrière-arc parallèle à la fosse (fig.II.4a) ; (b) accommodation de l'obliquité par une ouverture arrière-arc de type pull-apart, où les axes d'accrétions s'organisent en échelons (fig.II.4b) ; (c) accommodation de l'obliquité par un décrochement parallèle à la fosse (fig.II.4c) [Yu et al., 1993]. Ces triangles de vitesse permettent ainsi d'attribuer la part respective de chaque structure dans le partitionnement de la déformation. Par exemple, les taux et azimuths d'ouverture d'un bassin arrière-arc peuvent être insuffisants pour accommoder la rotation des vecteurs glissement (cas des Mariannes, Nouvelles Hébrides) et un autre type de déformation doit être envisagée. Dans certains cas, aucune structure tectonique n'est clairement imagée : l'ensemble du partitionnement se distribue alors de manière diffuse en sollicitant les trois zones de faiblesse préférentielles (Aléoutiennes, Geist and Scholl [1992], Sumatra, Bellier and Sébrier [1995], Bellier et al. [1999]).

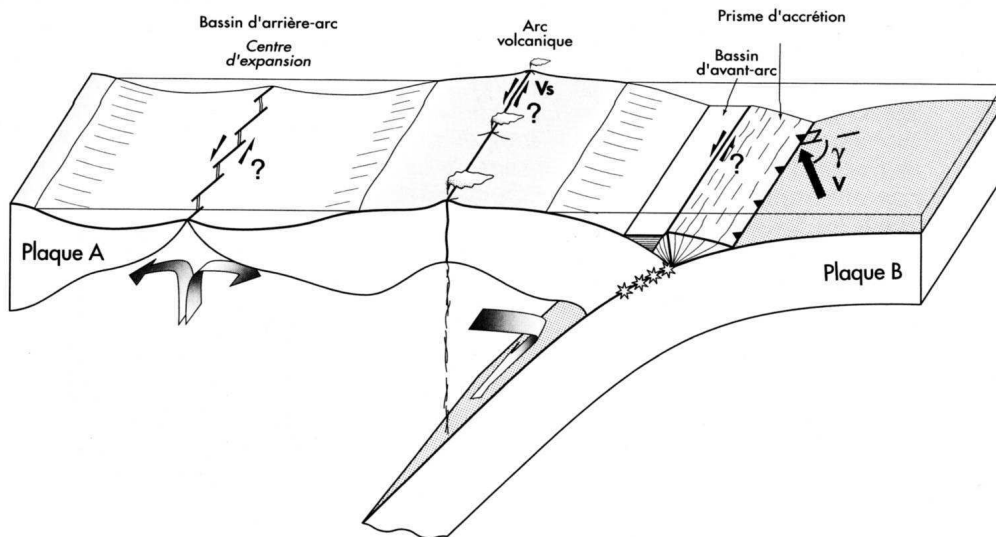


FIGURE II.3 – Coupe schématique d'une subduction soumise à de la convergence oblique, illustrant les trois zones préférentiellement rompues [Lallemand, 1999]. La partition de mouvement s'effectuera le long de décrochements majeurs dans les zones d'arc et d'avant-arc, alors qu'elle sera accommoder par un dispositif en échelon dans le domaine arrière-arc.

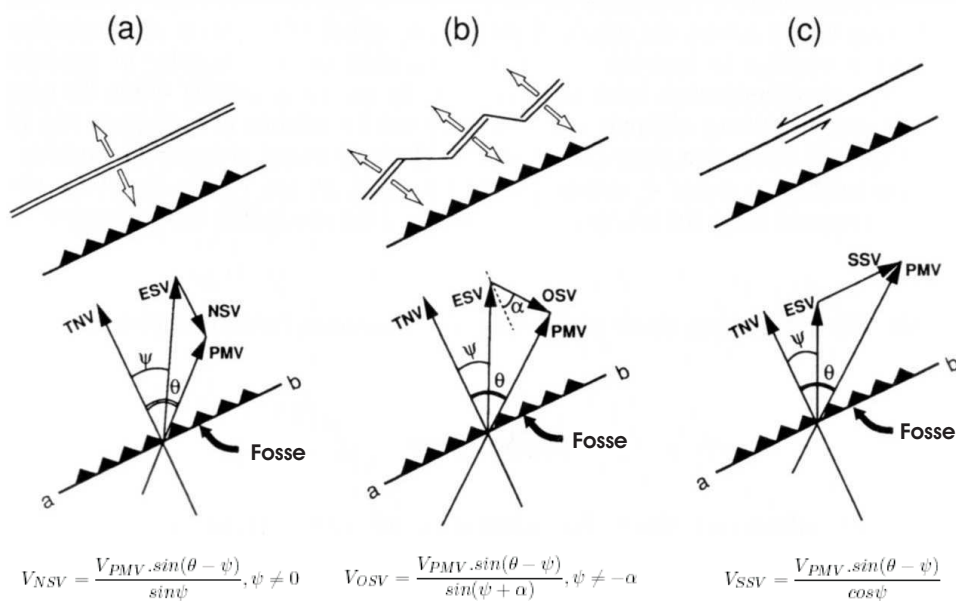


FIGURE II.4 – Relations entre convergence et vecteur glissement permettant de quantifier le partitionnement de la déformation. ESV : vecteur glissement ; PMV : vecteur convergence ; TNV : normale à la fosse ; NSV : vecteur azimuth d'ouverture arrière-arc parallèle à la normale à la fosse ; OSV : vecteur azimuth d'ouverture arrière-arc oblique ; SSV : décrochement parallèle à la fosse [Yu et al., 1993]. (a) Sud Ryukyu ; (b) Andaman ; (c) Sumatra.

II.1.3 Les modèles physiques de la convergence oblique

D'après les études qui ont été effectuées, la partition du mouvement au sein de la plaque chevauchante semble être contrôlée par divers paramètres, tels que la géométrie du système, le couplage interplaque et la rhéologie des unités structurales.

Tout d'abord, le degré d'obliquité de la convergence par rapport à la marge va déterminer la géométrie des failles créées dans la plaque chevauchante. Des failles inverses s'observent dans la marge, quelle que soit la valeur de l'obliquité de convergence, alors que les failles décrochantes n'apparaissent que lorsque l'obliquité est significative [Burbidge and Braun, 1998], le pendage des failles inverses créées augmentant avec l'obliquité de la contrainte compressive maximale horizontale. Les expériences analogiques de ces auteurs montrent que la partition du mouvement entre les failles inverses et les failles décrochantes ne peut s'effectuer qu'à partir d'un angle d'obliquité critique ; en dessous de cette valeur, l'obliquité ne sera accommodée que par un glissement oblique le long des failles inverses. Du partitionnement semble donc possible lorsque :

$$\sin\theta = \tan\alpha$$

, avec θ , l'angle de la contrainte compressive maximale par rapport à la normale à la fosse et α , le pendage de la faille inverse par rapport à la contrainte compressive maximale.

Une telle relation reste évidemment dépendante des propriétés physiques du matériau analogue utilisé, comme nous le montrerons dans les paragraphes suivants.

Ensuite le couplage interplaque qui exerce un rôle majeur dans le régime des contraintes de la plaque chevauchante, semble être un paramètre déterminant pour permettre la partition du mouvement. Ce couplage se définit par une composante normale à l'interface et une composante tangentielle.

Il a été mis en évidence par la modélisation analogique confrontée à des données de terrain [Chemenda et al., 2000] que la partition du mouvement nécessitait l'association de deux critères : (1) un fort couplage interplaque, produit par une lithosphère plongeante moins dense que l'asthénosphère et/ou une forte friction interplaque ; (2) un degré d'obliquité de convergence significatif (40° dans leurs simulations, pour un pendage interplaque de 35°). Dans ces conditions, le partitionnement était possible dans le cas où une zone de faiblesse pré-existait dans l'avant-arc ou dans l'arc. En plus de ces paramètres influençant le couplage, on peut rajouter un aspect géométrique, à savoir qu'un faible pendage du contact interplaque augmentera la surface de contact entre les deux plaques et favorisera donc le partitionnement de la déformation. Une telle géométrie permet par exemple d'expliquer la formation d'un second décrochement au sein du segment d'arc volcanique développé très en retrait de la fosse de Nankai (fig.II.5). Cet important recul de l'arc ainsi que l'existence de cette seconde faille décrochante sont attribués à l'horizontalisation locale de la plaque plongeante (Gutcher, 2001).

Les données montrent que globalement un faible pendage peut être associé à l'accommodation le long d'un décrochement majeur dans la plaque supérieure, alors que des pendages intermédiaires ou forts sont favorables à des déformations plus diffuses ou des ouvertures arrière-arc (Jarrard, 1986). Dans le cas d'une plaque supérieure en extension, le décrochement ne pourra se faire qu'en domaine avant-arc. En modélisation analogique, une zone de faiblesse pré-existante dans la plaque chevauchante semble une nécessité pour initier du partitionnement [Chemenda et al., 2000, Tang, 2000]. Cette zone peut être affaiblie géométriquement (par l'insertion d'une faille) ou rhéologiquement (par un gradient thermique significatif). Tang [2000] a ainsi montré que dans le cas d'une inversion de la subduction, la zone de rupture se localise préférentiellement dans l'arc volcanique.

D'après les modélisations, le style tectonique exprimé par le partitionnement (décrochement localisé ou bande cisailée) est fortement dépendant de la rhéologie des unités géologiques en présence dans la plaque supérieure. Le prisme d'accrétion sédimentaire se déformera de manière cohérente sous forme de déplacement de bloc (lanière avant-arc) dans le cas d'une rhéologie plastique, alors que la déformation sera accommodée par une bande de cisaillement dont la largeur dépendra de l'épaisseur du prisme, ainsi que de manière interne par remobilisation interne du matériel, dans le cas d'une rhéologie visqueuse [Platt, 1993].

II.1.4 Conclusions

La compréhension du partitionnement de la déformation au sein d'un système convergent permet de comprendre l'évolution tectonique de la plaque supérieure et les relations. Les mécanismes contrôlant la convergence oblique sont actuellement en pleine étude car la plupart des zones de subduction sont caractérisées par de la convergence oblique et les déformations associées peuvent être de grandes importances, par exemple dans le cas de l'ouverture de bassins arrière-arc, de nombreuses questions se posent :

(1) Quelle est la part de la friction interplaque dans le cas d'un glissement oblique le long du plan interplaque ? Existe-t-il un angle d'obliquité critique à partir duquel le glissement à l'interplaque interplaque devient oblique quelle que soit la friction interplaque ?

(2) Où se localise la zone de déformation majeure permettant d'accommoder l'obliquité de convergence et comment se manifeste ce partitionnement de la déformation (avant-arc ou arc volcanique) ? Quels paramètres contrôlent principalement cet emplacement : couplage interplaque, angle d'obliquité de convergence, pendage, structures tectoniques initiales, changement de rhéologie local ?

(3) Quel est le rôle réel des bassins arrière-arc dans l'accommodation de la convergence oblique ? Peut-on vraiment corréliser des axes d'accrétion en recouvrement à du partitionnement de la déformation ?

Les systèmes collisionnels, tels que la subduction continentale convexe himalayienne présentent des déformations identiques aux zones de subduction océanique obliques. On constate un partitionnement de la déformation important au front de la marge soumise à la plus forte obliquité, ce qui s'exprime par

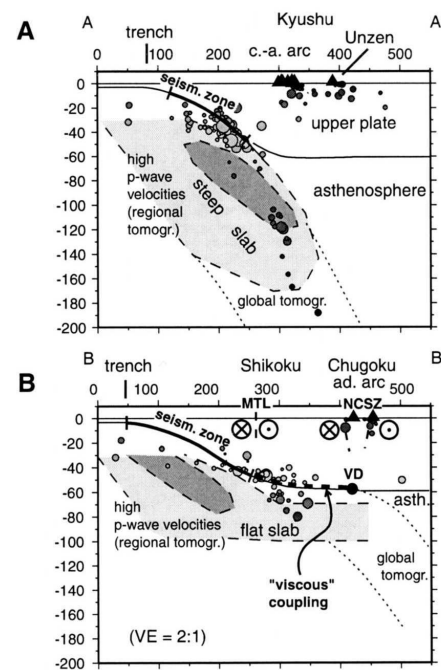


FIGURE II.5 – Evolution du pendage de la plaque Philippine en subduction dans la fosse de Nan-kai et influence sur la localisation des décrochements dans la plaque chevauchante [Gutcher, 2001]. Données tomographiques d'après Hira-hara [1981], Bijwaard et al. [1998]. Localisation de la zone sismogène d'après Hyndman et al. [1995], Ando [1975], Satake [1993], Sagiya and Thatcher [1999].

l'étirement de la "lanière avant-arc" [McCaffrey and Nabelek, 1998]. Bien que l'héritage structural de ces zones soit non négligeable, ces systèmes peuvent également être de bons candidats pour comprendre le jeu successif des différents décrochements.

II.2 Les marges à géométrie complexe

II.2.1 Courbure des marges et sphéricité de la Terre

En observant la forme des fosses et des arcs volcaniques associés, on remarque une grande diversité géométrique des marges actives, allant de la concavité vers l'océan (Pérou-Chili, Salomon-Nouvelle-Bretagne, le coin d'Hokkaido...), à la convexité vers l'océan (Mariannes, Sumatra, Pérou, subduction Hellénique...), en passant par des marges presque linéaires (Tonga, Izu-Bonin, Chili Central...) (fig.I.1).

On remarque toutefois que les marges convexes sont les plus représentées sur le globe. L'origine de cette convexité peut être attribuée à la sphéricité de la Terre. En effet, grâce à une construction géométrique simple, Frank [1968] montre que l'indentation d'une sphère flexible mais inextensible crée une limite arquée à la surface de la sphère, qui peut être soulignée par l'arc d'un petit cercle, c'est-à-dire par l'arc volcanique dans la nature. La courbure de cette marge est définie par un rayon de courbure, RC , correspondant à la moitié de l'angle d'ouverture du cône formé au centre de la sphère (fig.II.6) et il propose alors que RC et le pendage du panneau plongeant, α sont étroitement corrélés selon la relation : $RC = 1/2\alpha$. Cette relation ne semble cependant pas validée par les données [Tovish and Schubert, 1978]. Son modèle prédit également que, pour un pendage de 45° , un panneau plongeant est à l'état d'équilibre, c'est-à-dire qu'il présente un plan de Bénioff sans courbure latérale et ne subit donc aucune contrainte interne horizontale [Frank, 1968].

Quelques précautions doivent toutefois être prises concernant l'identification de la convexité d'un arc et donc concernant la détermination de RC . En effet, à moins que le rayon de courbure ne soit très petit, e.g. de l'ordre de 15 à 20° , c'est-à-dire correspondant à des courbures très marquées de type Mariannes, il est parfois difficile de trancher sur la valeur de ce rayon de courbure, qui peut devenir très subjective. Par exemple, l'arc continu des Kouriles-Kamchatka peut être défini soit par une seule et large courbure de $RC \approx 15^\circ$, soit par deux courbures imbriquées avec cette fois-ci des RC de l'ordre de 60° et 90° [Jarrard, 1986]. Une autre difficulté réside dans le fait que certaines zones de subduction ne possèdent pas d'arc volcanique actif et la valeur du rayon de courbure ne peut être déterminée qu'en se basant sur la géométrie des arcs anciens (Yap, Pérou...) [Tovish and Schubert, 1978].

L'intérêt de l'étude de la courbure des arcs est de pouvoir expliquer la géométrie actuelle des lithosphères subduites. Les modélisations analogiques entreprises par Yamaoka et al. [1986] montrent que la sphéricité de la Terre contrôle majoritairement la géométrie actuelle des plans de Bénioff (fig.II.7), comme le prédit le modèle de Frank [1968]. Le modèle de sphéricité permet en effet de reproduire à l'identique la plupart des zones de subduction, dont celle des Kuriles et de Java [Yamaoka et al., 1986] (fig.II.7).

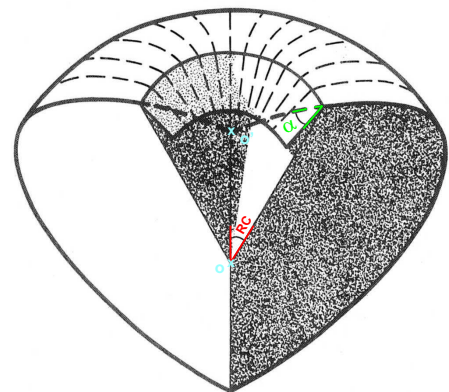


FIGURE II.6 – Modèle géométrique de l'indentation d'une sphère. La surface qui s'enfonce vers le centre de la sphère noté O , fait un angle α avec la surface de la sphère et dessine un petit cercle en surface, de centre O' . Ce petit cercle peut aussi se définir par un angle au centre de la sphère, noté RC , rayon de courbure (modifié d'après Tovish et Schubert, 1978).

II.2.2 Courbure des marges et stabilité du système convergent

D'après leur modélisation, Yamaoka et al. [1986] soulignent que dans certains cas, la continuité du panneau plongeant selon une direction parallèle à la fosse contrôle la géométrie finale de la plaque subduite (fig.II.7). L'introduction d'une déchirure au sein du panneau plongeant s'avère obligatoire pour reproduire fidèlement la géométrie du plan de Bénioff observée, par exemple au Sud des Mariannes, au Nord des Tonga et au Nord des Antilles (fig.II.7, coupes de 21 à 30). Au contraire, pour le cas de la subduction du Pérou, l'application d'une forte composante compressive horizontale et parallèle à la fosse est nécessaire pour produire une ondulation d'un panneau plongeant continu, telle qu'elle est imagée par la sismicité. Une déchirure de la plaque entraînerait la superposition des deux morceaux de lithosphère, ce qui semble incompatible avec les observations.

Creager et al. [1995] montrent que dans l'hypothèse d'un pendage constant de la plaque plongeante du Pérou au Chili (fig.II.8a), la géométrie courbe de la fosse induit une forte contrainte horizontale compressive homogène au sein de la plaque plongeante parallèle au plan de Bénioff (fig.II.8b et c). Cela génère alors une déformation intense de l'ensemble de la plaque plongeante. Cette déformation peut être spatialement limitée dans le cas d'une ondulation latérale du plan de Bénioff comme il est actuellement observé sous le Pérou et le Chili Central (pendage quasiment horizontal de part et d'autre de la zone concave) (fig.II.8d, e et f).

Il faut souligner ici que la courbure de la marge andine est influencée par la géométrie du continent Sud américain et non uniquement par la sphéricité de la Terre. Ces études montrent donc que la courbure de la marge a un effet non négligeable sur le comportement de la plaque plongeante et par conséquent sur la déformation de la plaque supérieure.

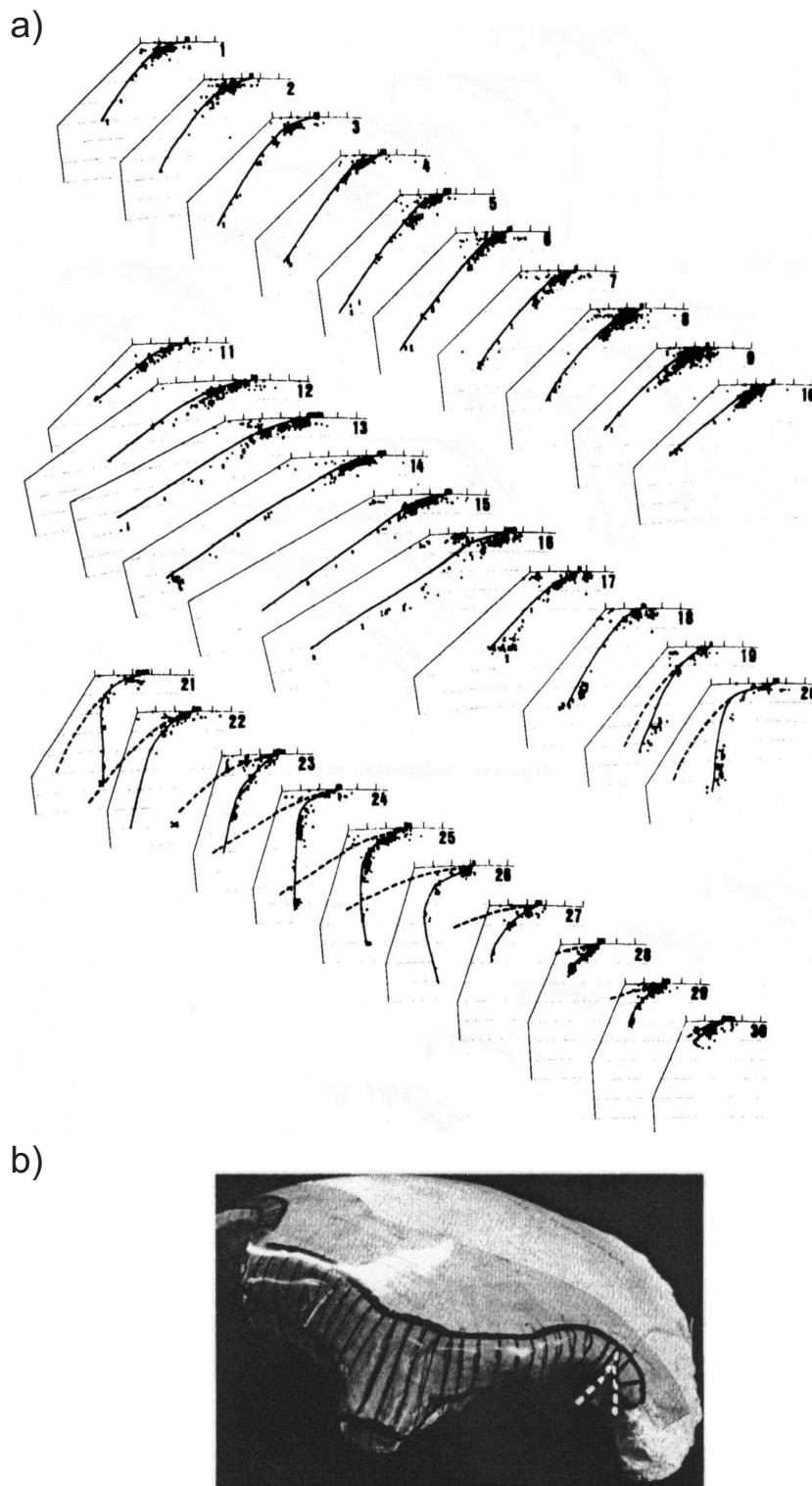


FIGURE II.7 – Exemple de la modélisation du plan de Bénioff de la subduction Kamchatka-Kouriles-Japon-Izu-Bonin-Mariannes [Yamaoka et al., 1986]. La forme du support a été initialement modelé d'après les coupes de sismologie. Les auteurs ont appliqué une feuille de plastique par dessus cette forme, qui n'a pu épouser parfaitement ses contours qu'après avoir été déchirée dans la zone "sud Mariannes". Les profils en pointillés sur les coupes sismologiques représentent le pendage acquis par la feuille avant déchirure, alors que le trait continu représente le pendage après déchirure.

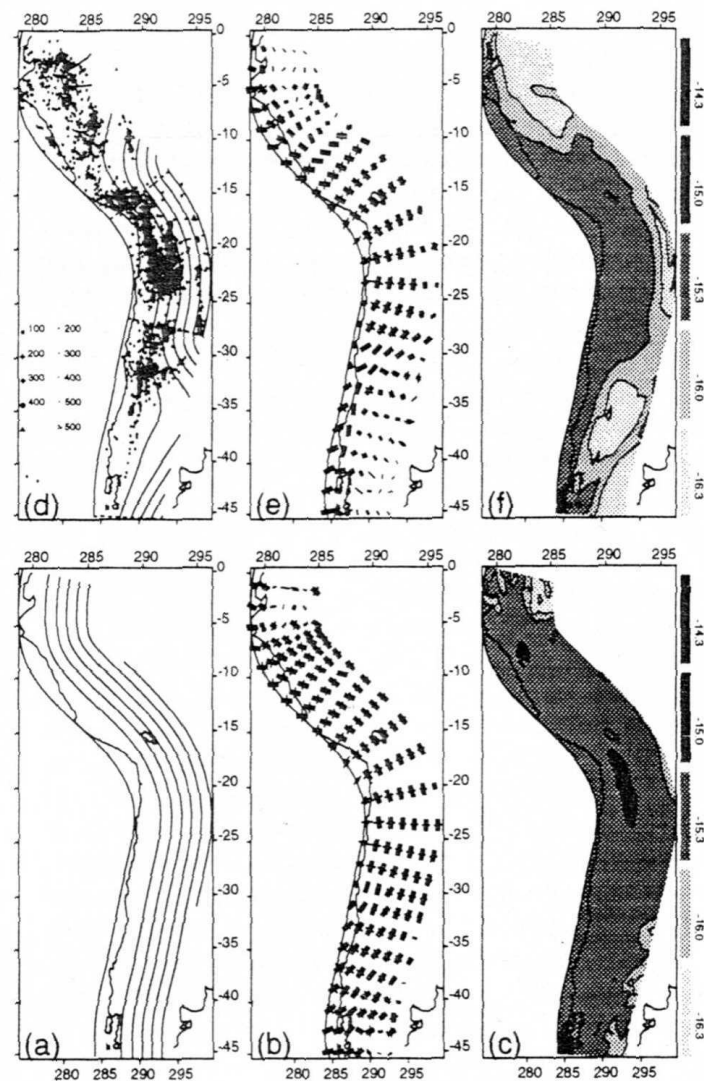


FIGURE II.8 – Effets de la géométrie de la plaque plongeante sur sa déformation. (a) et (d) : géométrie du plan de Bénioff; (b) et (e) intensité des contraintes générées; trait épais=compression; (c) et (f) taux de déformation [Creager et al., 1995].

II.2.3 Courbure et contraintes géodynamiques locales

Hormi le modèle de sphéricité contrôlant majoritairement la géométrie des marges, des perturbations locales exogènes ou endogènes peuvent également influencer cette géométrie.

(1) Le long d'une fosse, les variations en âge et en épaisseur du plancher océanique traduisent parfois la présence d'un corps flottant (volcan sous-marin, plateau océanique, etc...), à l'origine de modifications locales du couplage interlaque. Ainsi, certaines géométries concaves ont été expliquées par la subduction d'un corps peu dense, induisant un poinçonnement de la marge (fig.II.9) [Vogt, 1973, Vogt et al., 1976]. Cependant, les effets dus à l'indentation d'un corps flottant dépendent de la taille de ce dernier : un petit volcan isolé sur la plancher océanique n'affectera que le prisme d'accrétion partiellement consolidé, alors que la subduction d'un plateau océanique pourra affecter le butoir de la marge et modifier profondément la géométrie du contact interlaque (voir section suivante).

(2) Toutes les subductions n'étant pas orientées dans la même direction, les variations de flux mantelliques ont un impact sur la géométrie de la marge. En effet, qu'elles résultent de la convection à grande échelle ou de perturbations locales, e.g. présence d'un panache mantellique, elles auront un impact différent sur chaque plaque subduite ancrée dans le manteau et donc un effet indirect sur la géométrie de la marge. Par exemple, une plaque plongeante déchirée ne subira plus de contraintes latérales : l'effet de succion induit par les flux mantelliques au toit de la plaque diminuera, ce qui provoquera l'augmentation du pendage du plan de Bénioff. La courbure de la marge devra donc s'accommoder de ces conditions particulières.

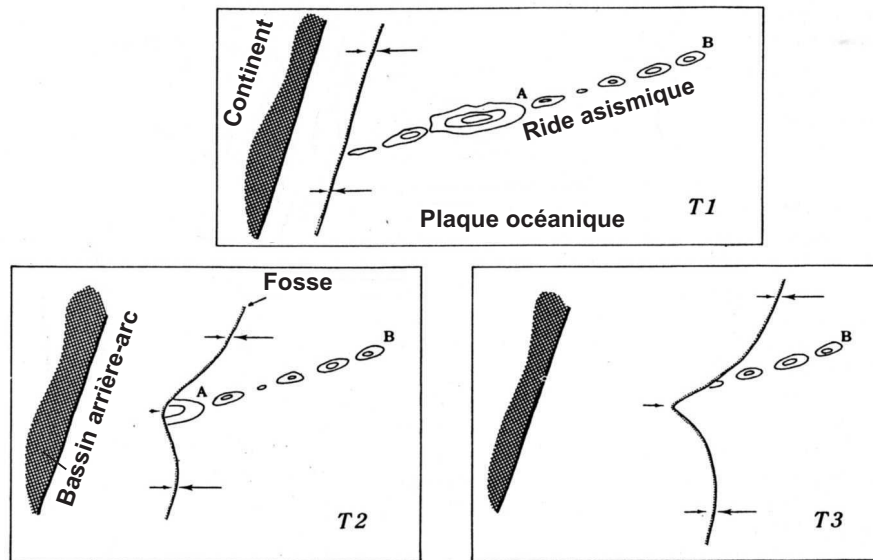


FIGURE II.9 – Schéma illustrant l'indentation de la marge par la subduction d'une ride asismique, permettant d'expliquer la forme concave des fosses au front des reliefs en subduction (modifié d'après Vogt [1973]).

II.2.4 Conclusions

(1) Les marges concaves et linéaires (c'est-à-dire ayant un rayon de courbure infini) ne sont pas prédites par le modèle de sphéricité de la Terre, ce qui indique que d'autres facteurs influencent la courbure des marges. Ces facteurs peuvent être exogènes (variations latérales à la fosse des caractéristiques du plancher océanique), ou endogène (influence des flux mantelliques). La nature de la plaque chevauchante peut également jouer un rôle important dans ces courbures. Dans le cas d'une plaque supérieure continentale, comme la marge andine, le fort contraste de densité entre plaque chevauchante et plaque plongeante contrôlera l'emplacement de la fosse, qui suivra préférentiellement les pourtours du continent. Enfin, dans l'hypothèse où le régime de la plaque supérieure ne serait pas corrélé à la courbure de la marge, une ouverture arrière-arc pourra jouer un rôle fondamental dans le développement d'une courbure excessive (cas des Mariannes ?).

(2) Qu'elles soient induites ou spontanées, les subductions s'initient sur des zones de faiblesse pré-existantes [Stern, 2004, Hall et al., 2003, Gurnis et al., 2004, Niu et al., 2003], desquelles dépendront la largeur et la géométrie de la fosse. Citons par exemple les fosses de Yap (Sud Mariannes) et de Macquarie-Puysegur (Sud Nouvelle Zélande), longues respectivement de 700 et 600 km et présentant toutes deux

une géométrie presque linéaire [Lebrun et al., 2003, Fujiwara et al., 2000, Lee, 2004]. Cette observation confirme que la géométrie de la fosse n'est pas uniquement contrôlée par la sphéricité de la Terre.

(3) La géométrie de la marge influence le comportement du panneau plongeant (e.g. ondulation du plan de Bénioff) et par conséquent, le régime des contraintes de la plaque supérieure. Aucune relation entre convexité-concavité et régime extensif-régime compressif n'a pu être mise en évidence jusqu'à ce jour. Cependant, Yamaoka et al. [1986] relie plaque subduite déchirée et ouverture arrière-arc, puisqu'ils semblent être spatialement corrélés. Jusqu'à présent la déchirure de la plaque plongeante n'a été mise en évidence que dans certaines zones de subduction, mais elle apparaît souvent comme une nécessité géométrique (Mariannes, Antilles, Sandwich).

On peut s'interroger sur l'effet de la courbure des marges sur les contraintes générées dans la plaque supérieure. Notons par ailleurs que la courbure d'une marge implique une variation de l'obliquité de convergence le long de la fosse, ce qui aura donc un impact sur la distribution des contraintes au sein de la plaque supérieure.

A partir de nos modélisations numériques que nous présentons dans la partie 2, nous tenterons de comprendre quels peuvent être les effets d'une courbure de marge sur la déformation de la plaque supérieure et éventuellement sur les variations de pendage de la plaque en subduction, afin de définir une relation éventuelle entre type de courbure de la marge et régime tectonique de la plaque chevauchante.

II.3 La subduction de reliefs océaniques

II.3.1 Nature des reliefs les plus fréquents

L'observation de la carte bathymétrique mondiale (fig.II.10) révèle qu'un très grand nombre d'anomalies topographiques jonchent le plancher océanique et lui induisent une rugosité. On peut définir quatre types d'aspérité océanique :

Les horsts et grabens : ils peuvent se créer à l'extrado du bombement externe, lié au ploiement de la plaque en subduction lors de son entrée dans la fosse, à l'axe d'une dorsale océanique ou ils peuvent également correspondre au rejeu de toute autre structure préexistante dans la croûte océanique, telles que des zones de failles ou encore des fractures d'ordre lithosphérique, assimilées à d'anciennes frontières de plaques.

Les monts sous-marins : ce sont des volcans le plus souvent éteints qui sont soit isolés, soit alignés s'ils proviennent du fonctionnement d'un point chaud. Dans ce dernier cas, ils sont classiquement catalogués dans la famille des rides asismiques. Dans la suite de notre étude, le terme de *mont sous-marin* se référera à un volcan isolé, alors que le terme de *ride* correspondra à un alignement de volcans.

Les rides, dorsales actives et plateaux océaniques : ces structures correspondent à des hétérogénéités de plus grande ampleur et sont parfois très vastes, i.e. le plateau d'Ontong Java. Le terme de "ride" englobe ici toute structure linéaire de type arc rémanent, zone de subduction fossile ou fracture lithosphérique. Les plateaux océaniques proviennent d'épanchement de basalte importants, par des points de sortie multiples ou le long d'une fracture. Ces aspérités sont souvent associées à des modifications significatives du régime tectonique, pouvant aller jusqu'à des phénomènes de sauts de subduction.

Les arc insulaires et micro-continents : ces "aspérités" contribuent à l'arrêt du fonctionnement d'une zone de subduction et sont associées au mécanisme de collision.

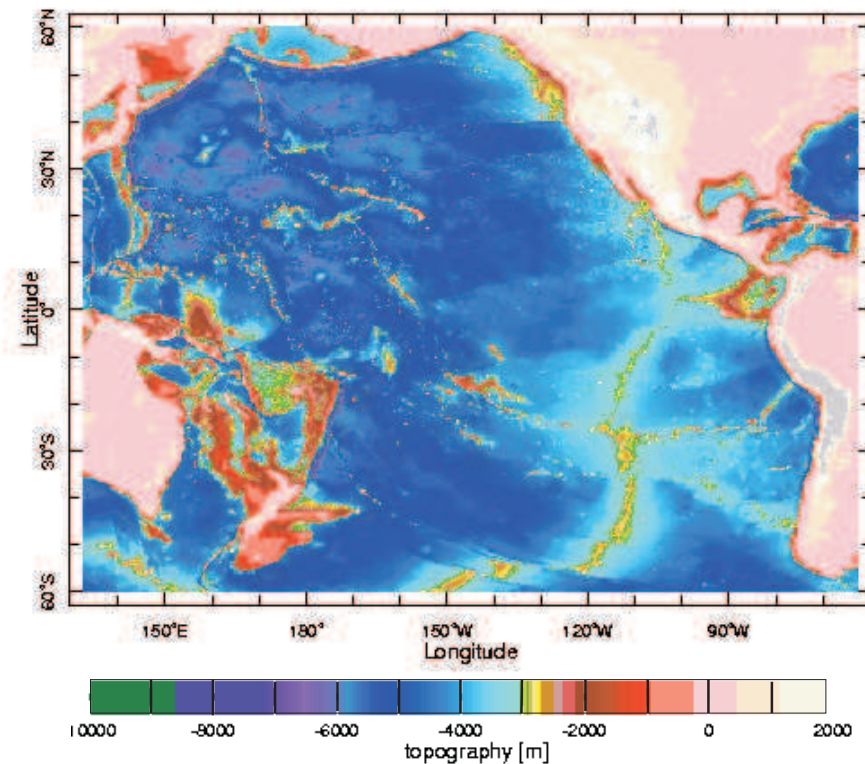


FIGURE II.10 – Carte bathymétrique de l'océan Pacifique (ETOPO5). Elle met en évidence l'irrégularité du plancher océanique et montre que de nombreux hauts bathymétriques entrent actuellement en subduction.

II.3.2 Effets de la subduction d'un relief sur la déformation de la marge

II.3.2.1 Mont sous-marin et mouvements verticaux de la marge

On a observé dans plusieurs zones de subduction la formation d'un rentrant dans la marge, au front des reliefs en subduction. Cette cicatrice est généralement interprétée comme le poinçonnement de la marge par le haut bathymétrique [Collot and Fischer, 1989]. Dans son étude, Vogt et al. [1976] a même proposé que ces reliefs seraient responsables des variations locales de courbure des fosses (voir chapitre précédent). Depuis, de nombreuses campagnes océanographiques ont permis d'observer à la surface de certains prismes d'accrétion, comme sur la marge costaricaine [von Huene and Flh, 1994], le sillage des édifices subduits. Ces observations confirment ainsi le rôle de la subduction des reliefs sur la géométrie concaves des prismes d'accrétions, en fonction de la dimension des édifices. Ce phénomène a été reproduit avec succès par Dominguez et al. [1998, 2000] en modélisation analogique et les résultats obtenus ont permis de comprendre les mécanismes de déformations d'un prisme d'accrétion sédimentaire (fig.II.11). On remarque cependant que les sillages laissés par le relief sont restreints à la zone du prisme d'accrétion actif facilement déformable, mais aucune trace morphologique n'a été observée au niveau de la marge surplombant le backstop.

Lors de leur passage en subduction, ces irrégularités bathymétriques induisent des mouvements verticaux dans la marge, qui peuvent être quantifiés par des taux de surrection/subsidence. Suite à l'étude de la subduction du mont Kashima dans la fosse du Japon, Lallemand and Le Pichon [1987] proposent ainsi un modèle d'évolution structurale de la marge basé sur la théorie du prisme de Coulomb (fig.II.12). Ce modèle

prédit des variations de pente de la marge à la recherche d'un profil d'équilibre, ainsi que l'érosion du front de la marge se traduisant par un retrait de la fosse. Des surrections de l'ordre de 1 à 2 km sont aujourd'hui mesurées par exemple dans le domaine avant-arc de l'arc des Vanuatu au front de la ride d'Entrecasteaux [Taylor et al., 2005, Lagabrielle et al., 2003] ou encore dans la péninsule d'Ossa sur la marge du Costa-Rica [Gardner et al., 1992]. Dans ces deux régions ainsi que le long de la marge tongienne au front de Louisville Seamount Chain (LSC), ces soulèvements d'avant-arc s'accompagnent d'un régime extensif à l'aplomb du relief subduit [Ruellan et al., 2003, Zellmer and Taylor, 2001].

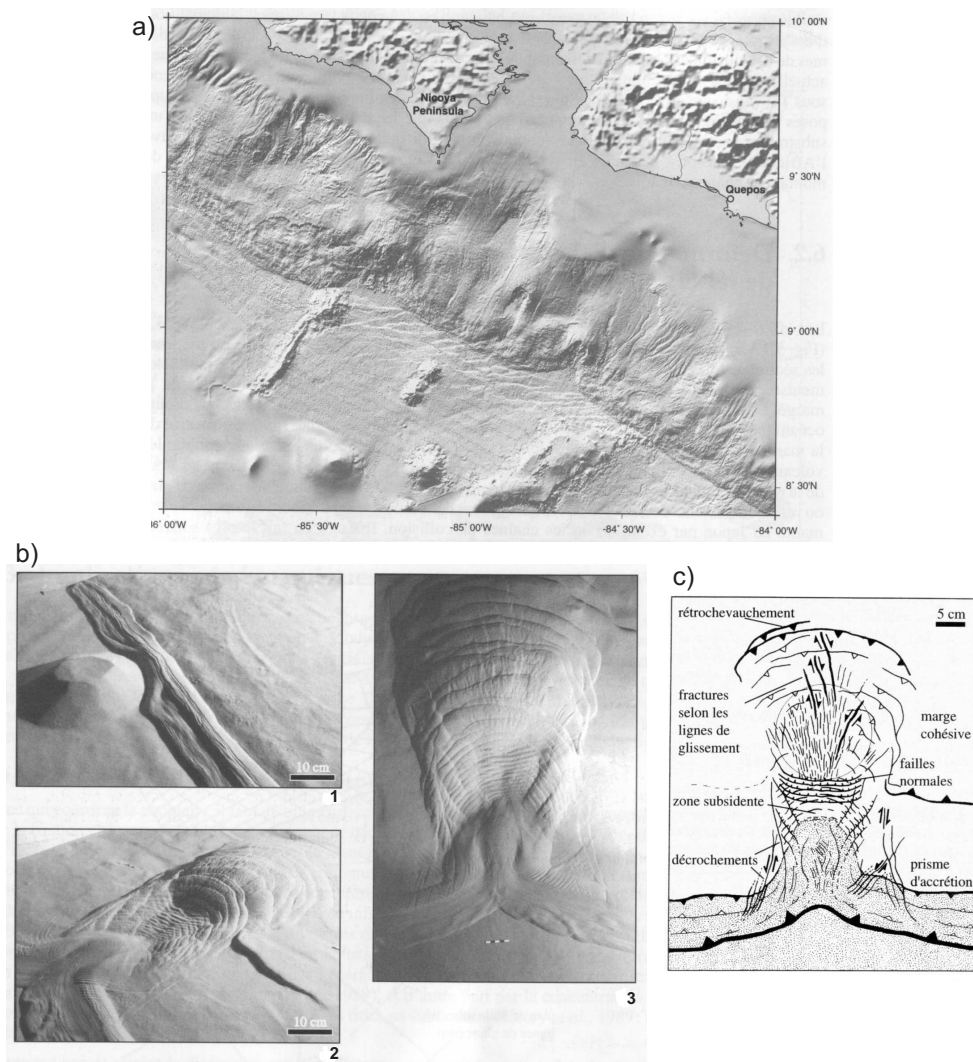


FIGURE II.11 – Effets sur le prisme de la subduction d'un mont sous-marin. a) bathymétrie de la marge du Costa-Rica [Lallemand, 1999]; b) modélisation analogique en trois dimensions de la subduction d'un mont-sous-marin et c) schéma interprétatif du résultat de la simulation (d'après Dominguez et al. [1998]).

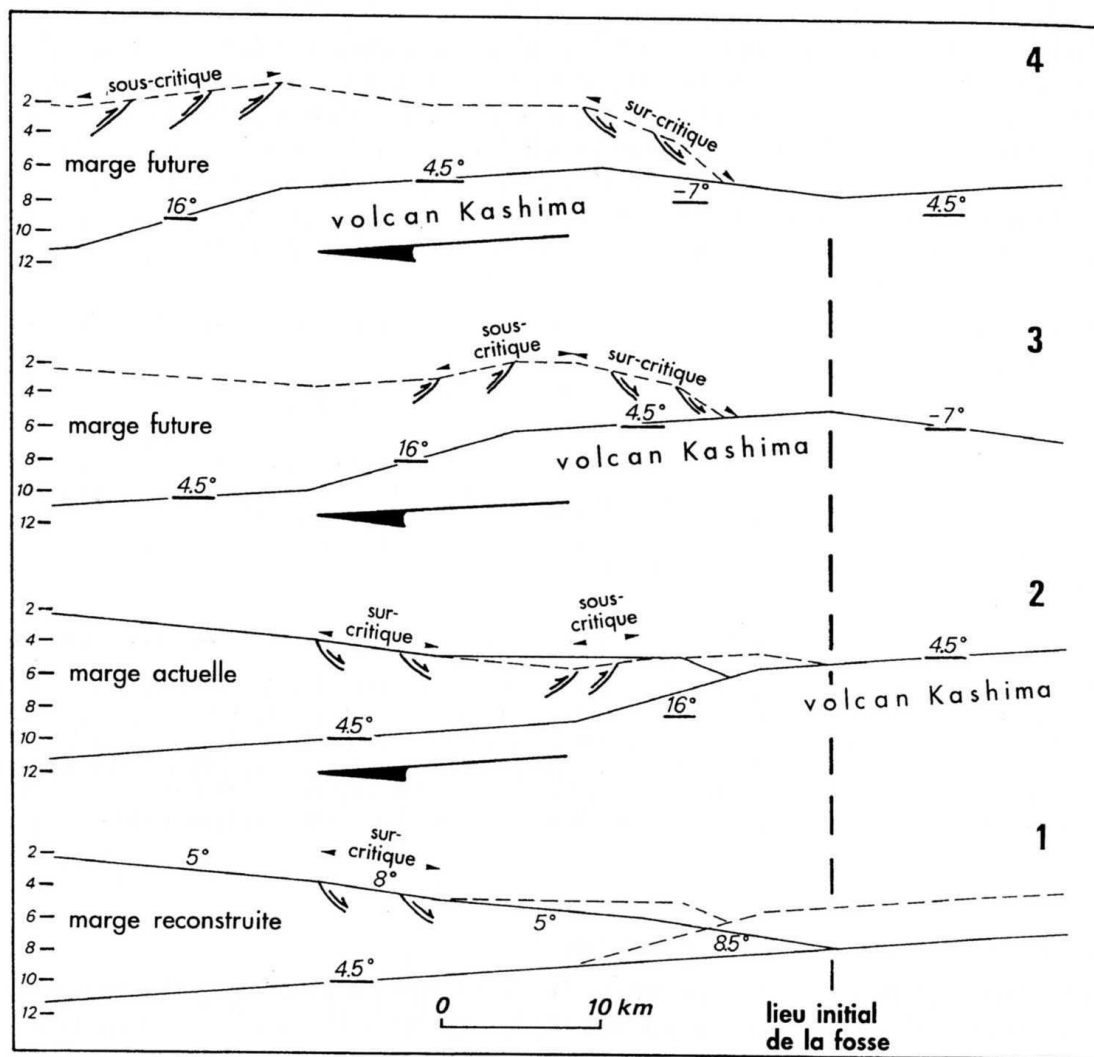


FIGURE II.12 – Schéma illustrant le profil de la marge du Japon avant et après la subduction du volcan sous-marin Daiichi Kashima (d'après Lallemand and Le Pichon [1987]).

II.3.2.2 Mécanisme d'érosion de la marge

Le retrait de la fosse est généralement observé après le passage d'une aspérité (fig.II.12), indiquant ainsi le rôle érosif d'une irrégularité bathymétrique en subduction [Lallemant and Le Pichon, 1987, Ballance et al., 1989, Collot and Davy, 1998].

On attribue cette érosion à deux phénomènes :

(1) La subduction d'un haut bathymétrique induit des mouvements verticaux dans la marge (fig.II.13a), qui pourront être accommodés par des réseaux de fractures. Cela aura pour conséquence d'affaiblir mécaniquement la marge, qui pourra alors être érodée plus facilement. De plus, les nombreuses fractures affectant le haut bathymétrique et le plancher océanique peuvent également rejouer sous le prisme d'accrétion, fragilisant de nouveau la marge sus-jacente et favorisant son démantèlement [Lallemant and Le Pichon, 1987, Ballance et al., 1989].

(2) Les reliefs océaniques sont des zones de faiblesse, car ils sont généralement affectés par une forte fracturation provenant soit de structures héritées, soit d'une déformation tardive, comme par exemple une fracturation à l'extrados liée au ploiement de la plaque lithosphérique [Ranero et al., 2003, Ranero and Sallares, 2004, Weinberger and Brown, 2006]. Ces reliefs sont donc affectés par de l'hydrothermalisme : les reliefs seront donc anormalement riches en fluides. Les fluides libérés en début de subduction vont percoler à travers la marge et diminuer fortement la résistance mécanique des roches la constituant. Cela contribuera ainsi au processus d'érosion tectonique de la marge par hydrofracturation (fig.II.13b). Ce phénomène pourra être amplifié par la déshydratation des sédiments océaniques accumulés de part et d'autre du relief.

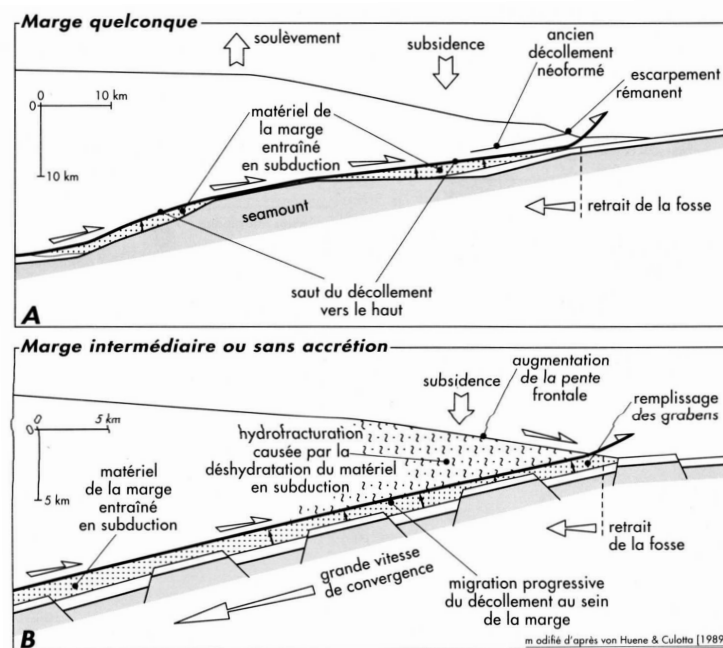


FIGURE II.13 – Coupes schématiques montrant l'effet de la subduction de discontinuités géométriques sur les processus d'érosion de la marge [Lallemant et al., 1994].

II.3.2.3 Micro-collision : implications géodynamiques

La subduction de plateaux ou de rides océaniques se traduit par des réorganisations tectoniques majeures au sein de la plaque chevauchante. Citons par exemple la marge équatorienne où trois terrains océa-

niques allochtones se sont accrétés, suite à des sauts de subduction successifs datés vers 140-130 Ma, 80-70 Ma et 40-35 Ma [Reynaud et al., 1999, Hauff et al., 2000, Jaillard et al., 2002, Hughes and Pilatasig, 2002, Mamberti et al., 2003].

L'entrée en subduction du plus vaste plateau océanique connu, le plateau d'Ontong Java, d'environ 40 km d'épaisseur, a provoqué une réorganisation complète du système convergent du SW Pacifique. La subduction qui s'étend actuellement de la Nouvelle Guinée aux Nouvelles Hébrides résulte d'une inversion provoquée par le blocage de la fosse Mélanésienne par l'arrivée du plateau d'Ontong Java [Pettersson et al., 1999, Korenaga, 2005, Taira et al., 2004, Mann and Taira, 2004].

L'entrée en subduction de telles structures entraîne la déformation de la plaque océanique en amont de la fosse, car elle est soumise à un différentiel de vitesse important entre la zone bloquée par la subduction du corps résistant à l'enfoncement et le reste de la plaque qui s'enfonce librement. Par exemple, on observe aujourd'hui un flambage significatif de la plaque indienne, qui est d'une part bloquée par la subduction continentale himalayienne lente et d'autre part, qui est subduite librement sous l'arc de la Sonde [Neprochnov et al., 1988, Krishna et al., 1998, Chamot-Rooke et al., 1993]. La subduction de la ride de Zenisu dans la fosse de Nankaï est un autre exemple d'un futur saut de subduction. En effet, les données de terrain et les modélisations mettent en évidence un plan de chevauchement naissant dans la plaque océanique [Lallemant et al., 1989, Chamot-Rooke and Le Pichon, 1989].

Néanmoins, ces phénomènes sont peu répandus le long des marges actives et des études portant sur la flottabilité de la lithosphère océanique [Cloos, 1993] révèlent qu'une épaisseur minimale de 15 km pour une ride océanique et d'environ 30 km pour un plateau basaltique sont nécessaires pour engendrer de telles perturbations. Citons par exemple le cas de la subduction des Antilles, où Bouysse and Westercamp [1990] ont proposés deux comportements différents de rides océaniques : les rides dites "flottantes", provoquant un saut de subduction et les rides dites "non flottantes", pouvant subduire sans entraîner de modification de la limite de plaques (fig.II.14).

II.3.3 Relation entre un relief et le couplage interplaque

Le couplage interplaque se décompose en une composante normale au plan interplaque et une composante tangentielle. Un surépaississement local crustal de type basaltique ou une rugosité accrue du plancher océanique, vont perturber localement le couplage interplaque.

II.3.3.1 Flottabilité

Les hauts bathymétriques d'origine océanique (plateaux, chaîne de volcans éteints ou monts sous-marins) sont formés par un surépaississement crustal de type basaltique, dont l'épaisseur varie d'une structure à l'autre. Ce surépaississement basaltique, moins dense que la péridotite lithosphérique, a donc pour effet d'augmenter la flottabilité de ces structures vis à vis de la lithosphère océanique les portant [Cloos, 1993]. La flottabilité des structures, que l'on peut quantifier par le contraste de densité entre la lithosphère avec relief et l'asthénosphère, dépend de divers paramètres tels que l'âge de la plaque océanique, l'étendue géographique du relief, ainsi que l'épaisseur crustale. Un fort surépaississement (de l'ordre de 18 km) signifie un fort taux de fusion partielle dans le manteau sous-jacent et donc la perte pour ce dernier de certains éléments constitutifs denses dont le grenat et le fer. Cette perte s'accompagne par conséquent d'une diminution de sa densité [Cloos, 1993].

On a vu précédemment que l'entrée en subduction de discontinuités topographiques perturbait localement le régime tectonique de la marge. Cette modification peut être attribuée à l'augmentation du couplage interplaque du fait de la flottabilité de ces structures, qui augmente l'intensité de la contrainte normale à l'interface, dû à sa résistance à l'enfoncement [Scholz and Small, 1997]. Cette contrainte normale est de

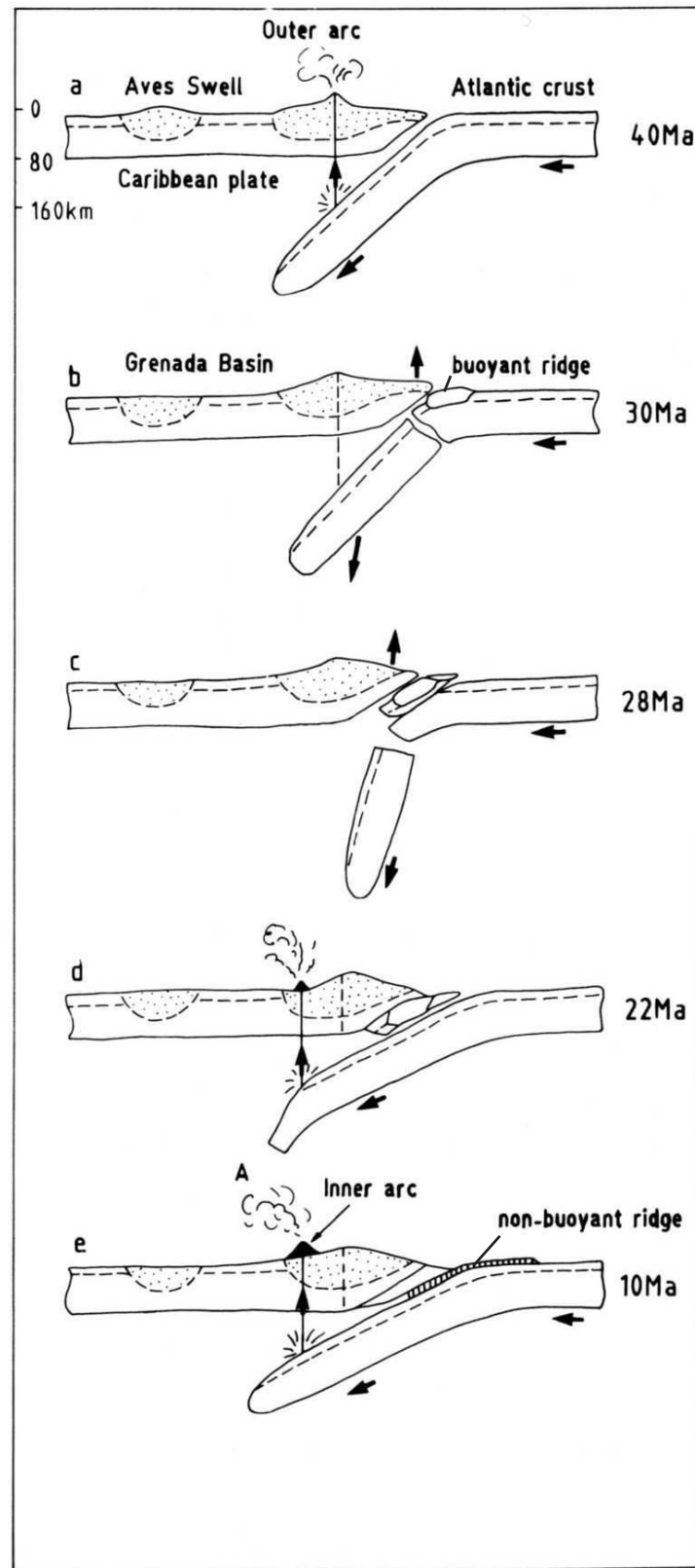


FIGURE II.14 – Modèle géodynamique proposé pour expliquer l'évolution du contexte tectonique de la subduction antillaise. Les auteurs distinguent la subduction d'un ride dite "flottante" engendrant un saut de subduction par détachement complet de la plaque plongeante, d'une ride "non-flottante" (ride de Barracuda actuelle), n'affectant que localement la marge (d'après Bouysse and Westercamp [1990]).

plus accentuée par la topographie de la structure en subduction, qui augmente d'une part la surface de contact entre les deux plaques et d'autre part la rugosité de l'interface. Ainsi, plus la flottabilité d'une portion de lithosphère sera grande, plus sa résistance à l'enfoncement sera forte et donc, plus l'intensité de la contrainte normale au contact interplaque sera conséquente [Shemenda, 1993, Tang, 2000]. En ne considérant que les effets isostatiques, un mont sous-marin n'influencera que la zone avant-arc, alors qu'un plateau océanique aura des conséquences d'ordre lithosphérique [Cloos, 1993].

II.3.3.2 Friction interplaque

On a vu précédemment que les reliefs océaniques pouvaient être anormalement riches en fluides, du fait de leur grande fracturation. Le relâchement de ces fluides lors de l'enfoncement de la structure a pour conséquence d'entraîner une modification des propriétés physiques de l'interface entre les plaques plongeante et chevauchante. Les observations de terrain semblent en effet révéler une forte activité hydrothermale à l'aplomb des reliefs en subduction [Henry et al., 1989, 1996], indiquant l'existence d'une zone saturée en fluides. Or, d'après des expériences analogiques, Dominguez et al. [2000] montrent que la surface de décollement le long de laquelle s'effectue le glissement de la plaque plongeante, épouse la forme du relief en subduction (fig.II.15). Ces observations suggèrent par conséquent que les fluides subduits, libérés sous l'action des surpressions qu'ils subissent, vont préférentiellement être collectés dans la zone soulevée du décollement, c'est-à-dire au toit du relief. Il a donc été proposé que la friction efficace au toit du relief subduit était plus faible que celle de sa zone périphérique [Lallemand, 1999]. Cependant, la plus forte perméabilité de la surface de décollement au regard de celle du prisme d'accrétion ($10^{-13}m^2$ et $10^{-17}m^2$, respectivement [Henry, 2000]), suggère que la forte teneur en eau se localise en base du prisme et peut donc être rapidement évacuée vers la surface par les nombreux réseaux de failles et fractures générés au sein du prisme par la subduction d'un relief. L'effet réel de cette concentration en fluides sur la friction à l'interface reste donc très difficile à estimer.

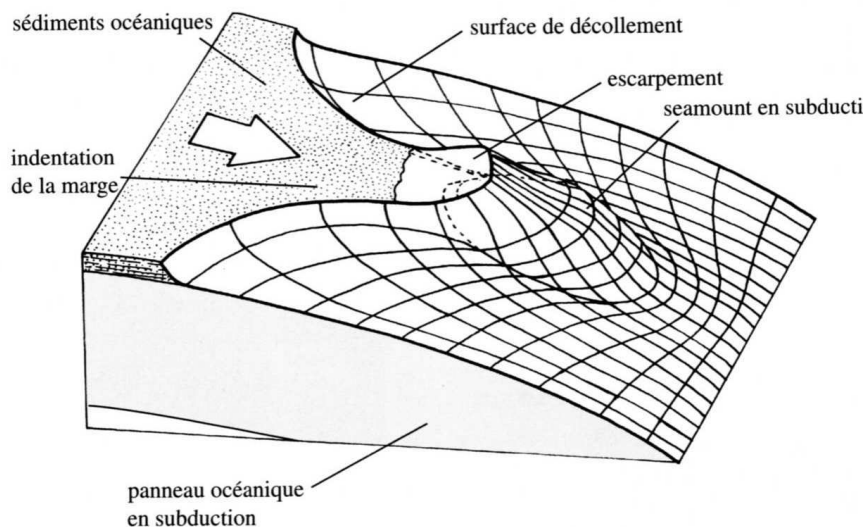


FIGURE II.15 – Schéma basé sur les résultats de simulations analogiques illustrant un plan de décollement interplaque passant au toit du relief subduit [Dominguez et al., 1998].

II.3.3.3 Aspérité sismologique, relief et couplage interplaque

On associe souvent les *reliefs océaniques* à des *aspérités sismologiques*. Ces dernières correspondent à des irrégularités géométriques sur le plan de faille, augmentant localement la résistance au cisaillement, c'est-à-dire bloquant localement le glissement [Lay et al., 1980]. Les grosses aspérités sismologiques sont généralement à l'origine de lacune de sismicité dans les fosses et lors de la rupture, la libération d'énergie accumulée génère de séismes de forte magnitude. Le fait que des lacunes de sismicité soient généralement observées au front de reliefs en subduction, e.g. ride de Louisville dans la fosse des Tonga, plateau d'Ogasawara dans la fosse d'Izu-Bonin, la corrélation entre reliefs océaniques et aspérités sismologiques a souvent été faite [Kelleher and McCann, 1976, Habermann et al., 1986]. De plus, un relief en subduction est un lieu préférentiel pour l'existence d'irrégularité géométrique, du fait de la rugosité de l'interface qu'il induit. Le modèle de couplage sismique proposé par Pacheco et al. [1993] montre d'une part que lors de la subduction d'un relief, la zone la plus fortement couplée se localise préférentiellement à son toit et d'autre part, que le relief induit un couplage interplaque au-delà des limites de la zone sismogène (fig.II.16).

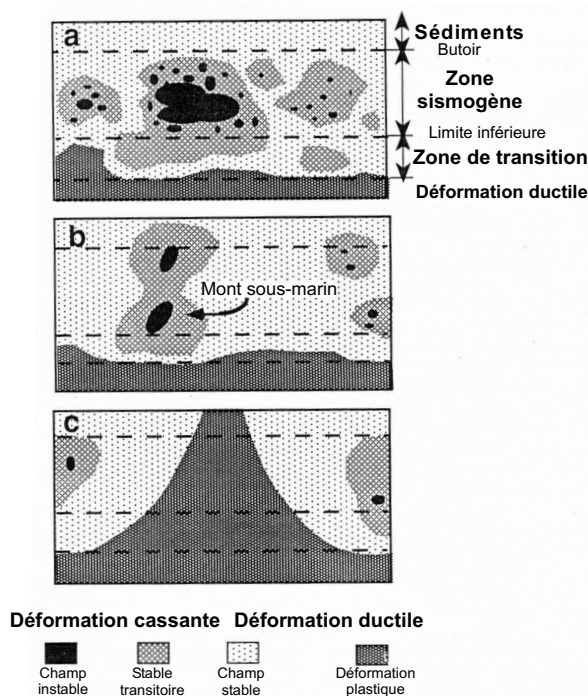


FIGURE II.16 – Variation spatiale de l'intensité du couplage interplaque. Le champ stable est caractérisé par un couplage sismique $\chi = 0$; dans le champ transitoire $0 < \chi < 1$; le champ instable est une zone bloquée avec $\chi = 1$. (a) Zone interplaque d'une zone de subduction "classique"; (b) Zone interplaque caractérisée par la présence d'un mont sous-marin; (c) Zone interplaque caractérisée par la présence d'un axe d'accrétion actif (modifié d'après Pacheco et al. [1993]).

La zone interplaque est constituée de zones stables, où de nombreux petits séismes se produisent pour une énergie totale faible et de zones instables, où une forte résistance au cisaillement permet l'accumulation importante d'énergie. La zone peut alors être rompue par de très forts séismes [Scholz, 1998]. Puisque le couplage sismique dépend de l'intensité de la contrainte normale au plan de frottement [Scholz and Campos, 1995] et que cette contrainte est augmentée lors de la subduction d'un corps flottant [Scholz and Small, 1997], on en déduit que dans le cas d'une zone initialement faiblement couplée dans un régime stable, la subduction d'un relief permettra la rupture immédiate de la zone. A l'inverse dans le cas d'une zone initialement fortement couplée et dans un régime instable, l'augmentation de la contrainte normale due à la subduction d'un même relief, induira une augmentation de la contrainte cisailante. L'activité sismique sera donc plus faible mais les séismes seront de plus forte magnitude [Scholz and Campos, 1995, Scholz and Small, 1997]. Des modèles intermédiaires ont été proposés selon lesquels la présence d'un chenal de subduction pourrait lubrifier l'interface grâce aux sédiments et ainsi faciliter la subduction d'un relief océanique. Ce modèle prédit alors qu'une subduction de type Mariannes ne sera pas affectée par la subduction d'un relief, puisque le chenal inhiberait la nucléation des forts séismes [Cloos and Shreve, 1996]. Cette hypothèse ne supporte pas les observations faites au front de la ride de Louisville ou du plateau d'Ogasawara, où lacune de sismicité et forts séismes leur ont été associés [Kelleher and McCann, 1976, Habermann et al., 1986, Christensen and Lay, 1988, Lundgren and Okal, 1988].

II.3.4 Effet de la subduction d'un relief sur le pendage du panneau plongeant

La subduction d'une portion de lithosphère océanique anormalement peu dense va modifier l'intensité de la force de traction du panneau plongeant. Ainsi, la subduction d'une ride asismique ou d'un plateau océanique est souvent invoquée pour expliquer la géométrie sub-horizontale de la plaque en subduction. La ride de Nazca, la ride des Cocos, le plateau Inca ou la ride de Juan Fernandez sont ainsi tenues pour responsables de l'horizontalisation du plan de Bénioff sous les marges péruvienne, costaricaine, nord et centre chilienne respectivement (fig.II.17). Ces horizontalisations semblent se maintenir sur 100 à 200 km avant de plonger, d'après la distribution de la sismicité. On remarque également que ces horizontalisations n'ont pu être associées à des reliefs en subduction que le long de la marge Andine et qu'aucune relation relief/pendage n'a pu être établi lors de la subduction d'un relief porté par une plaque océanique très âgée, telle que la subduction des Tonga ou des Nouvelles-Hébrides.

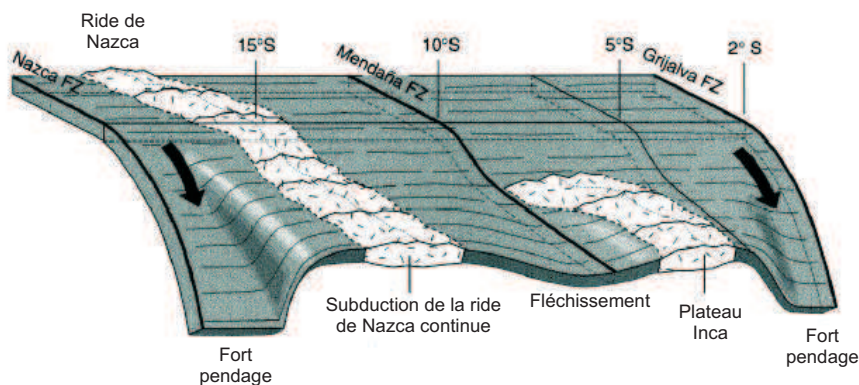


FIGURE II.17 – Schéma illustrant une relation possible entre la subduction de rides océaniques et la géométrie variable du plan de Bénioff (d'après Gutcher et al. [1999b]).

II.3.5 Conclusions

Les données montrent donc qu'il existe des effets certains de la subduction des reliefs océaniques sur les plaques plongeante et chevauchante, mais ces effets restent mal quantifiés et certains d'entre eux, dont les variations de pendage de la plaque subduite sont encore débattus. La subduction de reliefs océaniques soulève au moins les quatre grandes problématiques suivantes :

(1) La marge se déforme en réponse au passage d'un relief sous-marin : quels sont les effets vraiment attendus sur la géodynamique régionale, pour une taille de relief donnée (déformation restreinte à la marge ou d'ordre lithosphérique) ?

(2) Il a été identifié de nombreuses conséquences au passage d'un relief en subduction, puisque cela induit une perturbation locale du couplage interplaque quel qu'il soit (mécanique et/ou sismologique). Toutefois la quantification du couplage interplaque reste une notion difficile à appréhender : couplage mécanique par rugosité, plan de décollement et apports des fluides, taille du relief ou géométrie (obliquité d'un ride) conséquence de son blocage dans la fosse. Quelle est la part respective de la flottabilité et de la friction interplaque dans les déformations engendrées dans la plaque supérieure lors de la subduction d'un relief ?

(3) Une quantité anormale de fluides subduits par l'intervention d'un relief a des conséquences sur les processus de fusion partielle, puisque que l'activité volcanique est accrue dans les portions d'arc surplombant des reliefs en subduction [Smoot, 1997]. Cela peut également perturber la dynamique du coin asthénosphérique, comme le laisse supposer les résultats des études numériques de Arcay et al. [2005], Arcay [2005]. En effet, une forte teneur en eau relachée dans le coin asthénosphérique semblerait accélérer la convection secondaire et se traduirait alors par une érosion thermomécanique en base de la lithosphère chevauchante.

(4) Quel est le réel impact de la subduction d'un relief sur les variations de pendage du panneau plongeant ?

Les points (1) et (4) seront discutés au chapitre 5, en nous appuyant sur les résultats de la modélisation numérique que nous avons obtenus.

Conclusions

La connaissance des zones de subduction a été grandement améliorée grâce aux nombreuses collectes de données de ces dernières années, ainsi qu'aux développements d'outils géophysiques de plus en plus performants. Les classifications des zones de subduction en fonction de leur régime tectonique ont été également affinées. Néanmoins des tronçons de subduction restent inclassables et leur évolution géodynamique est souvent mal comprise. L'étude de ces systèmes nécessite donc une approche pluri-disciplinaire permettant de les définir à tous les niveaux de manière précise, afin d'imager la subduction actuelle et découvrir des indices d'évolution temporelle.

Des perturbations latérales peuvent se produire dans les zones de subduction, e.g. changement de géométrie de la marge impliquant une convergence oblique, subduction de reliefs océaniques, modifications des flux mantelliques, etc... Les subductions sont donc des systèmes intrinsèquement tridimensionnels, qui ont pourtant été majoritairement étudiés en deux dimensions.

Bien que les approches 2D permettent de simplifier le phénomène physique et de comprendre les mécanismes principaux contrôlant la subduction, une approche tridimensionnelle est désormais nécessaire pour comprendre l'ensemble des zones de subduction et les intégrer dans une seule et même classification.

Afin de répondre à ces besoins, un code numérique thermo-mécanique en trois dimensions a été développé dans le cadre de cette thèse par Riad Hassani. Les premiers résultats obtenus après validation de ce code sont présentés dans la partie suivante.

Deuxième partie

Subduction et modélisation numérique

"Tout ce qui est simple est faux; tout ce qui est complexe est inutilisable".

Paul Valéry

La subduction est un phénomène complexe qui dépend de nombreux mécanismes physiques. Afin de comprendre les mécanismes qui sont à l'origine des différents régimes tectoniques et de mieux quantifier l'effet des différentes forces en présence, le recours à la modélisation s'avère être l'outil le plus adéquat. On distingue deux approches complémentaires, qui sont la modélisation numérique et la modélisation analogique, toutes deux proposant diverses méthodes selon les problèmes à résoudre. Actuellement, le phénomène de subduction ne peut être modélisé dans son ensemble, car cela supposerait par exemple, la prise en compte à la fois d'un couplage entre lithosphère et asthénosphère et d'une rhéologie lithosphérique réaliste. Lors de la modélisation de phénomènes naturels, de très fortes approximations doivent donc être faites concernant l'objet d'étude et il est important de bien identifier les objectifs à atteindre pour choisir la méthode la mieux adaptée au problème posé. Cette deuxième partie présente le code numérique qui a été développé dans le cadre de ce travail, ainsi que les premières applications qui ont pu être réalisées au fur et à mesure du stade de développement du code.

Chapitre III

Le code ADELI 3D, version subduction

Qu'elles soient analogiques ou numériques, il existe deux méthodes permettant d'aborder la modélisation de la subduction : (1) des méthodes destinées à définir le mécanisme physique qui régit un mode de déformation particulier. Ils sont par exemple utilisés pour comprendre les interactions entre lithosphère et asthénosphère, comme l'étude du comportement de la plaque plongeante, mais pour lesquelles les contraintes rhéologiques sont faibles. Les modèles autorisent une évolution libre de la géométrie du système à l'échelle de plusieurs millions d'années et sont souvent auto-entretenus, mais cette liberté d'évolution rend difficile leur comparaison directe aux cas naturels ; (2) des méthodes destinées à quantifier les paramètres rhéologiques d'un système, dont la géométrie est définie à partir d'un cas particulier. A l'inverse des modèles à évolution libre, ils visent à recréer le plus fidèlement possible un système précis et ils nécessitent donc de disposer d'un grand nombre de données fiables pour contraindre le plus finement possible le modèle. Cette méthode est fréquente dans les études de déformations lithosphériques de la plaque chevauchante (fig.III.1).

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques de la version du code en éléments finis ADELI, dédié à la modélisation de la subduction. Ce code a été conçu pour l'étude des déformations lithosphériques d'un système incluant plaques plongeante et chevauchante, dont les géométries peuvent évoluer au cours du temps. Il a été développé en 3D par Riad Hassani à partir de la version 2D déjà existante [Hassani et al., 1997], puis il a été validé dans le cadre de cette thèse.

Sommaire

III.1	Présentation du code ADELI	55
III.1.1	La méthode des éléments finis	55
III.1.2	Discretisation temporelle	59
III.2	Résolution mécanique d'un système en subduction avec ADELI	61
III.2.1	Définition de la lithosphère océanique	61
III.2.2	Les lois de comportement dans ADELI	62
III.2.3	Réaction de l'asthénosphère sur la lithosphère	67
III.2.4	Le contact interplaque	68
III.2.5	Les conditions aux limites	69
III.2.6	Contraintes et limitations du code	70
III.3	Validation de la version 3D	71
III.3.1	Déroulement d'une subduction en trois dimensions	71
III.3.2	Comparaison 2D-3D	75
III.4	Conclusions	77

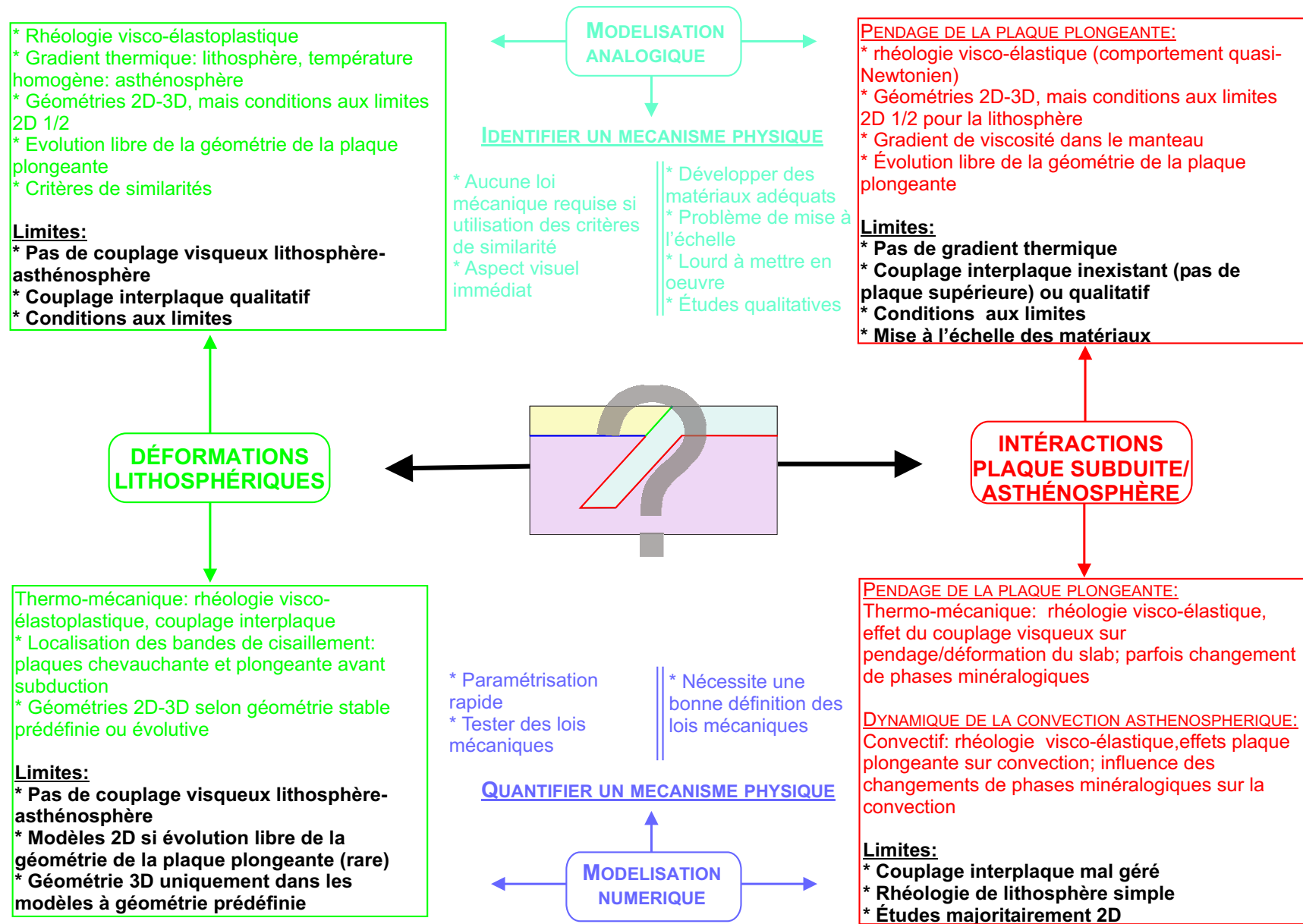


FIGURE III.1 – Bilan général présentant les approches utilisées en fonction des thématiques étudiées pour comprendre le phénomène de subduction. La figure illustre les techniques employées et leurs limites, pour l'étude des déformations lithosphériques (dans la partie droite de la figure) et pour l'étude des interactions entre plaque plongeante et asthénosphère (dans la partie gauche de la figure). Les méthodes actuellement utilisées, à savoir la modélisation analogique et la modélisation numérique, sont respectivement illustrées dans la partie supérieure et inférieure de la figure (d'après Shemenda [1993, 1994], Faccenna et al. [2001], Martinod et al. [2005], Regard et al. [2005], Funicello et al. [2003a,b], Schellart [2005], Enns et al. [2005], Van Hunen et al. [2000, 2001, 2002], Mahatsente and Ranalli [2004], Eberle et al. [2002], Arcay et al. [2005], Davaille and Lees [2004], Hassani et al. [1997], Gerbault et al. [2003], Gardi et al. [2003], Boutelier et al. [2004], Beaumont et al. [1999], Negredo et al. [2004], Govers and Wortel [2005], Buiter et al. [2001]).

III.1 Présentation du code ADELI

Notre système d'étude, la lithosphère, est soumis à un ensemble de forces qui sont des forces de volume (F_V), de surface (F_S) et de contact (F_C) et qui dépendent des conditions aux limites statiques ou cinématiques imposées (fig.III.2). Afin de calculer les déformations quasi-statiques et les contraintes du système, le code ADELI est basé sur la méthode des éléments finis pour discrétiser spatialement le milieu et associe la méthode de relaxation dynamique pour la discrétisation temporelle du système.

Le système initial à résoudre s'écrit donc :

$$\sum F = M \cdot \ddot{u}$$

avec $\sum F = F_V + F_S + F_C + F_{int}$, où F_{int} sont les forces intérieures dues aux contraintes dans le milieu et M , une matrice de masse fictive nécessaire à la résolution du système en relaxation dynamique, \ddot{u} , est l'accélération et qui doit tendre vers zéro à l'équilibre quasi-statique.

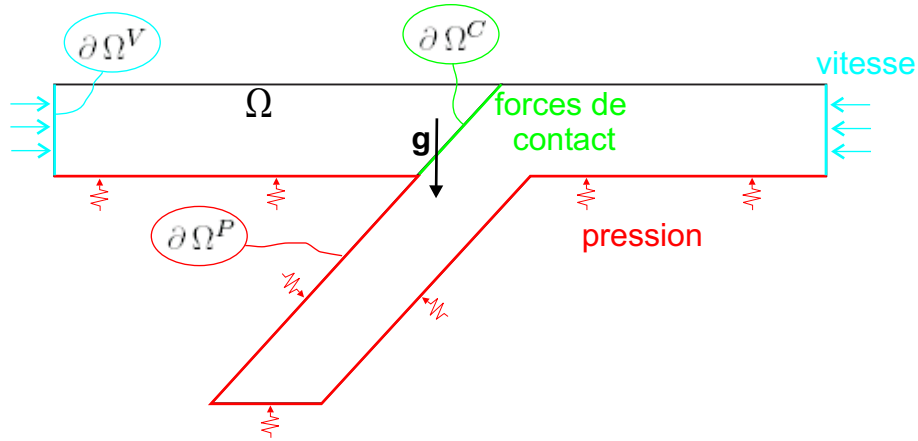


FIGURE III.2 – Conditions aux limites appliquées au système.

III.1.1 La méthode des éléments finis

Tout système physique peut se définir par un système d'équations ou d'inéquations, dont la difficulté de résolution croît avec la complexité de la géométrie du domaine d'étude. Pour vaincre ce problème, on utilise la méthode des éléments finis, qui permet de découper un système mécanique de géométrie

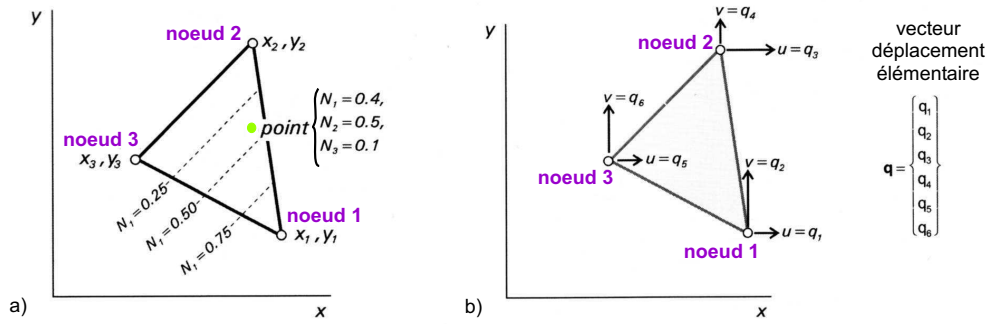


FIGURE III.3 – Définition d'un élément triangulaire. (a) Tout point appartenant à l'élément est décrit dans le nouveau repère de coordonnées de référence défini par les fonctions de forme ; (b) Définition du vecteur déplacement d'un élément triangulaire : l'élément a six degrés de liberté qui correspondent aux six composantes du vecteur déplacement. (modifié d'après Ramsay and Lisle [2000])

complexe en plusieurs sous-domaines de géométrie plus simple à résoudre. On résout tout d'abord chacun des sous-domaines de manière indépendante par la méthode d'approximation nodale, de façon à limiter le nombre d'inconnues du système au nombre de variables propres à chaque sous-domaine. L'interpolation de l'ensemble des solutions obtenues pour chacun des sous-domaines permet d'approcher la solution finale du système. Les différentes étapes de la méthode des éléments finis sont décrites ci-dessous.

La discrétisation spatiale

Le système initial complexe est divisé en plusieurs sous-systèmes pour lesquels, déformations et contraintes sont homogènes si l'on utilise des éléments à interpolation linéaire. Ces sous-systèmes ou *éléments* sont définis par une maille de géométrie triangulaire (ADELI 2D) ou tétraédrique (ADELI 3D), ainsi que par une famille de champs locaux (position des noeuds et polynômes associés à la maille). Chaque élément constituant ainsi le *maillage*, présente des noeuds communs avec les éléments voisins.

Le code ADELI utilise des éléments linéaires : des triangles à 3 noeuds en 2D, des tétraèdres à 4 noeuds en 3D. Il est classique de définir un élément de forme standard, dit élément de référence et une transformation géométrique associée à chaque élément du maillage. Cette transformation permet de mettre en relation tout point de cet élément à un (et un seul) point de l'élément de référence. Cette transformation peut être définie à l'aide de fonctions N_i , appelées pour cela fonction de forme de l'élément et qui vérifient :

$$N_1 + N_2 + N_3 = 1$$

où les N_i , correspondent aux fonctions de forme définies aux 3 noeuds d'un élément triangulaire (fig.III.3a). Une relation simple existe entre les coordonnées de l'élément de base et celles de l'élément de référence puisque :

$$\begin{cases} x = N_1x_1 + N_2x_2 + N_3x_3 \\ y = N_1y_1 + N_2y_2 + N_3y_3 \end{cases}$$

avec (O, \vec{x}, \vec{y}) le repère dans lequel sont définies les coordonnées de l'élément de base.

Le calcul des grandeurs physiques

Nous illustrons une étape importante d'un calcul en éléments finis, la relation entre déplacements nœaux et contraintes dans l'élément, sur le cas simple de l'élasticité linéaire en déformation plane infinitésimale.

Un vecteur déplacement est décrit à chaque nœud de l'élément de référence (fig.III.3b), selon :

$$\mathbf{q} = \left[\underbrace{q_1 \quad q_2}_{\text{nœud1}} \quad \underbrace{q_3 \quad q_4}_{\text{nœud2}} \quad \underbrace{q_5 \quad q_6}_{\text{nœud3}} \right]^T$$

où \mathbf{q} est le vecteur des déplacements nœaux de l'élément. Puisque la déformation est constante, les gradients de déplacement le sont également au sein de l'élément et ils varient linéairement d'un point à un autre selon la relation :

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} N_1 q_1 + N_2 q_3 + N_3 q_5 \\ N_1 q_2 + N_2 q_4 + N_3 q_6 \end{bmatrix}$$

avec \mathbf{u} , le vecteur déplacement de l'élément. En définissant la matrice de fonctions de forme \mathbf{N} comme :

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} N_1 & 0 & N_2 & 0 & N_3 & 0 \\ 0 & N_1 & 0 & N_2 & 0 & N_3 \end{bmatrix}$$

le vecteur déplacement de l'élément peut alors s'écrire plus généralement sous la forme :

$$\mathbf{u} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{q}$$

Les solutions obtenues en chacun des nœuds permettent ainsi de déterminer les déplacements en n'importe quel point de l'élément.

De même, sachant que les déformations s'expriment selon :

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ 2\epsilon_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\delta}{\delta x} & 0 \\ 0 & \frac{\delta}{\delta y} \\ \frac{\delta}{\delta y} & \frac{\delta}{\delta x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}$$

on en déduit une expression globale qui s'écrit :

$$\epsilon = \mathbf{B} \cdot \mathbf{q}$$

où \mathbf{B} est une matrice déduite de \mathbf{N} par dérivation. Les déformations peuvent donc être connues en tout point de l'élément.

Enfin les contraintes peuvent également être définies grâce à la relation :

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} = \frac{E}{1 - \nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{xy} \end{bmatrix} = \mathbf{D} \cdot \epsilon$$

avec ν le coefficient de poisson et E le module de Young.

En supposant pour simplifier que l'on traite un problème statique et en écrivant l'égalité des forces extérieures et le travail des forces intérieures dans un champ quelconque q' de déplacements nodaux (dit virtuels) :

$$\int_A q'^T B^T \sigma = \int_A q'^T F_v + \int_{\partial A} q'^T F_s$$

où A est le domaine occupé par l'élément, F_v les forces de volume dans l'élément et F_s d'éventuelles forces appliquées sur son contour, on arrive après intégration sur l'élément à l'équation :

$$q'^T \cdot k \cdot q = q'^T \cdot f, \forall q' \in \mathbf{R}^6$$

où q' , le vecteur des déplacements nodaux et k la matrice de rigidité de l'élément. La matrice de rigidité, dite matrice de rigidité élémentaire, est donc pour un élément linéaire :

$$\mathbf{k} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^T \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{B}$$

avec A la surface de l'élément, \mathbf{D} la matrice des propriétés élastiques du matériau, \mathbf{B} la matrice des déformations et \mathbf{B}^T sa transposée.

De l'élément de référence au système global

Le passage des relations élémentaires aux relations globales constitue la phase d'assemblage. Elle consiste à faire la somme des travaux virtuels élémentaires donnés plus haut, pour le travail total accompli dans le champ des déplacements virtuels. L'égalité entre travail des forces intérieures et travail des forces extérieures, après avoir regroupé tous les déplacements nodaux élémentaires q et virtuels q' dans des vecteurs U à N composantes (N étant le nombre total de degré de liberté dans le maillage) :

$$U'^T \cdot K \cdot U = U'^T \cdot F, \forall U' \in \mathbf{R}^N$$

K est la matrice de rigidité globale et F le vecteur global des forces extérieures obtenues par assemblage des matrices et vecteurs élémentaires. L'égalité ayant lieu quels que soient les éléments du vecteur U' , on aboutit au système linéaire à résoudre :

$$K \cdot U = F$$

Remarquons que le vecteur $K \cdot U$ ne représente rien d'autre que le vecteur des forces intérieures. Ainsi, l'équation à résoudre n'est autre que l'équilibre des forces en jeu dans le système.

Dans les cas plus complexes que celui de l'élasticité linéaire (lois de comportement telles que la plasticité, qui induisent des non linéarités géométriques), on n'aboutit pas à des relations linéaires. Il faut alors employer des méthodes de linéarisation qui approchent la solution du système non linéaire par la résolution d'une suite de problèmes linéaires.

Enfin, notons que certaines approches permettent de ne pas inverser directement le système précédent, ni même de former la matrice K . C'est le cas de la méthode utilisée dans ADELI.

Les grandeurs physiques dérivées des champs solution obtenus, e.g. le tenseur des déformations ou les contraintes, sont ensuite visualisées par un outil graphique externe au code ADELI pour sa version 3D, qui est le logiciel Medit [Frey, 2001].

III.1.2 Discrétisation temporelle

Après avoir utilisé une discrétisation spatiale comme celle des E.F. exposée ci-dessus, un problème d'évolution revêt la forme d'un système d'équations différentielles qui peut s'écrire dans le cas dynamique :

$$F_{ext} + F_{int} = M.\ddot{U}$$

où \ddot{U} est l'accélération, M la matrice de masse, F_{ext} le vecteur des forces extérieures (noté F plus haut) et F_{int} le vecteur des forces intérieures. Ces deux vecteurs dépendent en général de U et de ses dérivées.

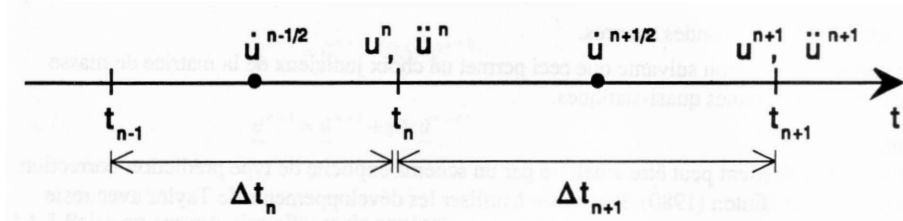


FIGURE III.4 – Schéma de la discrétisation temporelle utilisé par la méthode des différences finies [Hassani, 1994].

Pour résoudre ce système différentiel, on utilise classiquement les méthodes en E.F. La première étape est de discrétiser l'axe des temps en le subdivisant en intervalles de longueur Δt (fig. III.4). Les dérivées temporelles qui apparaissent dans l'équation précédente, sont alors approchées et remplacées par des rapports aux différences finies. Il existe plusieurs choix possibles pour ces rapports. Ces choix aboutissent à des méthodes différentes. La variante dite explicite (car les valeurs des grandeurs à un instant donné ne dépendent que des valeurs prises aux instants antérieurs) est la plus simple en pratique et consiste à calculer l'accélération définie à l'extrémité d'un intervalle à un temps t_n par :

$$\ddot{u}^n = M^{-1} \cdot (F_{ext}^n + F_{int}^n)$$

on peut calculer les vitesses au milieu de chaque intervalle, c'est-à-dire au temps $t_n + \frac{1}{2}\Delta t_{n+1}$ selon :

$$\dot{u}^{n+1/2} = \dot{u}^{n-1/2} + \frac{1}{2}(\Delta t_n + \Delta t_{n+1})\ddot{u}^n$$

on peut enfin calculer les déplacements à l'extrémité de l'intervalle, soit à $t_{n+1} = t_n + \Delta t_{n+1}$, selon :

$$u^{n+1} = u^n + \Delta t_{n+1}\dot{u}^{n+1/2}$$

A noter que l'algorithme doit être modifié en cas d'intervention de forces de contact, e.g. contact entre une plaque lithosphérique plongeante et une plaque chevauchante dans notre système d'étude (voir Hassani [1994] pour plus de détails).

La simplicité de la méthode explicite (il n'y a pas de matrice à inverser autre que la matrice de masse, mais celle-ci peut être choisie diagonale) se paye par contre par une stabilité conditionnelle : le pas de temps doit être plus petit qu'une certaine valeur, sinon des instabilités numériques ont lieu. Ce pas de temps maximal dépend à la fois de la discrétisation spatiale (la taille des éléments finis), mais aussi des propriétés matérielles. Ainsi, pour un problème d'élasticité et pour un maillage de taille uniforme h , on a :

$$\Delta t \leq \frac{2h}{v_p}$$

où h est la taille de maille supposée uniforme sur tout le domaine et $v_P = \sqrt{\lambda + 2\mu/\rho}$ est la vitesse de propagation des ondes sonores, avec μ et λ les paramètres élastiques de Lamé et ρ la densité.

La méthode de relaxation dynamique

Bien que l'objectif du code ADELI est de résoudre des problèmes statiques ou quasi-statiques, l'équation effectivement traitée est celle de la dynamique. L'idée est de chercher la solution du problème quasi-statique $F_{int} + F_{ext} = 0$ comme limite stationnaire d'un problème dynamique $F_{int} + F_{ext} = M.\ddot{U}$, c'est-à-dire d'amortir les oscillations du système jusqu'à ce que l'accélération \ddot{U} soit négligeable. Cette technique est connue sous le nom de méthode de la relaxation (ou régularisation) dynamique.

Elle est en général associée à une discrétisation temporelle par la méthode des différences finies explicites, résumée au paragraphe précédent, ce qui évite le calcul, la factorisation et l'inversion de systèmes linéaires au cours du temps. La contre partie, comme on l'a vu, est une restriction sur la taille du pas de temps. La masse volumique ρ à partir de laquelle la matrice de masse M est construite est a priori arbitraire, le but étant que le terme inertiel $M.\ddot{U}$ tende vers 0.

Un choix pratique est de prendre la masse volumique telle que le critère de stabilité

$$\Delta t \leq \frac{2h}{v_P}$$

soit vérifié en fonction des propriétés élastiques du milieu, de la discrétisation spatiale et du pas de temps choisi par l'utilisateur. Bien entendu cette masse volumique est très différente de la masse volumique réelle (utilisée pour calculer par exemple les forces de volume dues à la gravité), l'utilisation de celle-ci dans l'expression des forces d'inertie nécessiterait des pas de temps de quelques fractions de seconde pour nos applications, ce qui n'est pas envisageable sur une échelle de plusieurs millions d'années.

Quant à l'amortissement, qu'il est nécessaire d'utiliser sans quoi il n'y aurait pas en théorie d'état stationnaire, il ne peut être fonction de la vitesse (amortissement visqueux) comme cela est courant pour les problèmes statiques. En effet avec un tel amortissement, une force de traîne, indésirable, subsisterait pour les problèmes quasi-statiques.

ADELI utilise la technique développée par Cundall and Board [1988], où la force d'amortissement pour un degré de liberté i est proportionnelle au résidu d'équilibre $|(F_{int})^i + (F_{ext})^i|$. Ainsi cette force s'annule lorsque l'équilibre est réalisé, mais est d'autant plus grande que l'équilibre est violé.

Enfin, il est important de pouvoir contrôler les effets inertiels qui se produisent lors du chargement brutal du système et qui persistent jusqu'à ce que le système atteigne son état quasi-statique. La phase transitoire pendant laquelle s'exprime cette réponse dynamique doit donc être la plus courte possible. Ces effets inertiels sont mesurés en comparant le module des forces d'inertie aux modules des autres forces mises en jeu dans le système. On forme pour cela à chaque pas de temps le rapport :

$$r = \frac{\|F_{int} + F_{ext}\|}{\|F_{ext}\| + \|R\|}$$

où R désigne toutes les réactions aux bords (forces de contact, réactions d'appuis, etc...). Ce rapport mesure donc le déficit d'équilibre quasi-statique (ou résidu).

Avec ADELI il est possible de démarrer le calcul avec un état de contrainte préexistant. Ceci permet de concentrer la plupart des effets inertiels sur le calcul de ce champs de précontraintes initial au premier intervalle de temps, ainsi que de limiter une plastification du milieu non justifiée induite par les forces d'inertie.

Cette méthode nécessite également d'avoir un pas de temps suffisamment fin pour diminuer la taille des incréments de charge et permettre au calcul de converger rapidement vers l'état quasi-statique.

III.2 Résolution mécanique d'un système en subduction avec ADELI

III.2.1 Définition de la lithosphère océanique

La lithosphère peut se définir thermiquement et mécaniquement, son épaisseur étant directement liée à son âge (fig.III.5a).

Thermiquement, elle est limitée par l'isotherme 1200°, ce qui correspond à une épaisseur moyenne d'environ 100 km pour une lithosphère d'environ 80 Ma. [Pollack and Chapman, 1977, Kirby, 1983].

Du fait des propriétés mécaniques des roches, on distingue une stratification rhéologique de la lithosphère océanique, qui permet de la définir mécaniquement :

Sa partie supérieure obéit à la loi de Byerlee [1968] qui prédit la rupture du matériau selon le critère de Coulomb (fig.III.5b) :

$$\tau = \mu \cdot \sigma + C_0$$

avec τ la contrainte cisailante le long de la surface de rupture, μ le coefficient de friction interne, σ la contrainte normale à la surface de rupture et C_0 la cohésion interne du matériau.

Dans la partie inférieure de la lithosphère, un comportement ductile domine et correspond au fluage visqueux non-linéaire obéissant à la loi de puissance :

$$\dot{\epsilon} = A(\sigma_1 - \sigma_3)^n \cdot e^{-\frac{E_a + PV_a}{RT}}$$

où $\dot{\epsilon}$ est la vitesse de déformation, $\sigma_1 - \sigma_3$ la résistance effective du matériau, A une constante dépendante du matériau, n une constante comprise entre 1 et 3 pour les roches lithosphériques, E_a l'énergie d'activation, P la pression, V_a le volume d'activation, R la constante des gaz parfaits et T la température. Du fait de son comportement ductile, la lithosphère inférieure est très faiblement résistante et peut être négligée d'un point de vue mécanique, car elle ne peut servir de guide pour la transmission des contraintes. Ainsi, seule l'épaisseur mécanique de la lithosphère est prise en compte dans nos modèles.

Les incertitudes sur la structure rhéologique de la lithosphère océanique sont notables et les mécanismes contrôlant le comportement transitoire entre le domaine superficiel cassant et le domaine profond ductile/visqueux sont encore mal compris, bien que l'on remarque que le passage de transition est marqué par une augmentation de la résistance avec la profondeur.

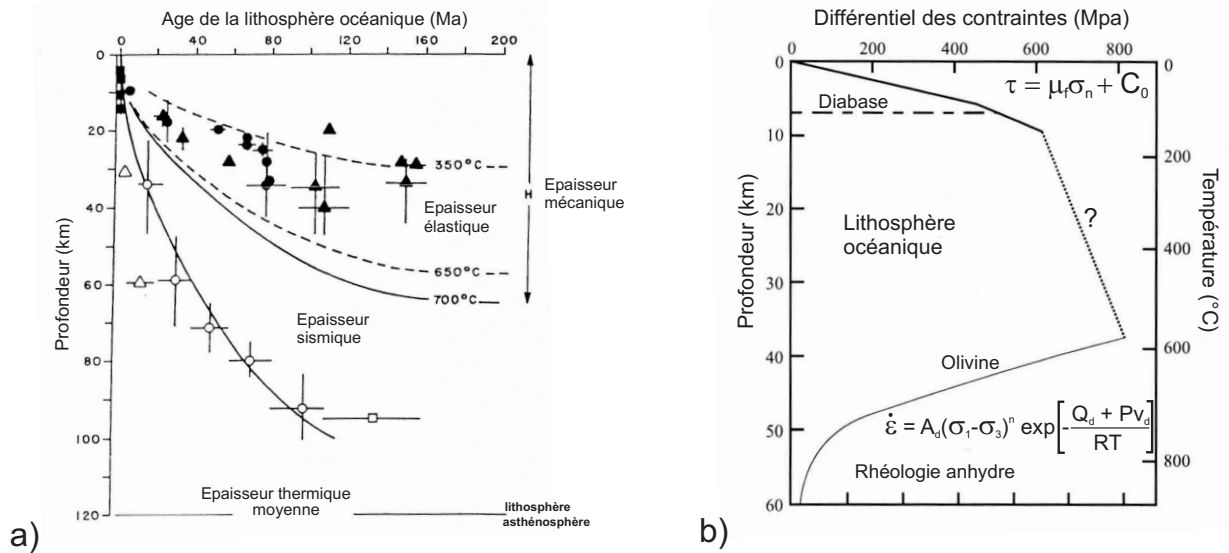


FIGURE III.5 – Structure de la lithosphère océanique. (a) Stratification rhéologique de la lithosphère (modifié d'après Kirby [1983]); (b) Enveloppe de contrainte pour une lithosphère océanique âgée d'environ 60 Ma (modifié d'après Kohlstedt et al. [1995]).

III.2.2 Les lois de comportement dans ADELI

Contrairement à de nombreux codes dédiés à l'étude de la subduction, le code ADELI permet de choisir des rhéologies de lithosphère variées, tout en visualisant le plongement de la plaque en subduction en fonction du temps (fig.III.1). Ces rhéologies peuvent être de type élastique (linéaire compressible), élastoplastique (selon les critères de Drucker-Prager ou Von Mises), viscoélastique (de type Maxwell ou non linéaire) ou encore viscoélastoplastique. La détermination des lois de comportement des matériaux se base soit sur des études théoriques de matériaux "idéaux", soit sur des lois empiriques définies grâce à des mesures faites en laboratoire sur des matériaux géologiques [Colmenares and Zoback, 2002].

Dans ce qui suit, sont décrites les rhéologies utilisées dans ADELI. Par simplicité, nous les donnons dans leur écriture en petites déformations.

Elasticité

Tout matériau soumis à une contrainte extérieure se déforme dans un premier temps de manière élastique. La déformation est réversible tant que l'intensité de la contrainte appliquée au matériau ne dépasse pas le seuil de rupture σ_s (fig.III.6), c'est-à-dire qu'il ne persiste pas de déformation résiduelle dans le matériau lorsque la contrainte cesse. Ce retour à l'état initial est rendu possible grâce aux forces de cohésion du matériau. Ce comportement élastique s'exprime par :

$$\sigma = C \times \epsilon \quad (\text{III.1})$$

avec σ le tenseur des contraintes, C le tenseur de rigidité élastique indépendant de ϵ , le tenseur des déformations, si le comportement est linéaire.

Dans le cas d'un matériau linéaire, homogène et isotrope, le tenseur de rigidité élastique C , se décrit uniquement par deux paramètres qui correspondent aux coefficients de Lamé, μ et λ . L'équation III.1 devient alors (loi de Hooke) :

$$\sigma = 2\mu\epsilon + \lambda \text{tr}(\epsilon)I \quad (\text{III.2})$$

avec $\text{tr}(\epsilon)$, la somme des déformations principales et I la matrice unitaire.

Sachant que :

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad \text{et} \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}, \quad (\text{III.3})$$

avec E le module de Young et ν le coefficient de Poisson, il est possible de réécrire l'équation III.2 :

$$\epsilon = \frac{1 + \nu}{E}\sigma - \frac{\nu}{E}\text{tr}(\sigma)I \quad (\text{III.4})$$

avec $\text{tr}(\sigma)$, la somme des contraintes principales.

Pour définir le comportement élastique, les paramètres de contrôle dans le code ADELI sont le module de Young E , le coefficient de Poisson ν . Nous avons utilisé les valeurs suivantes : $E = 1.10^{11}$ Pa, $\nu = 0.25$, qui sont des valeurs couramment admises à l'échelle de la lithosphère [Turcotte and Schubert, 1982].

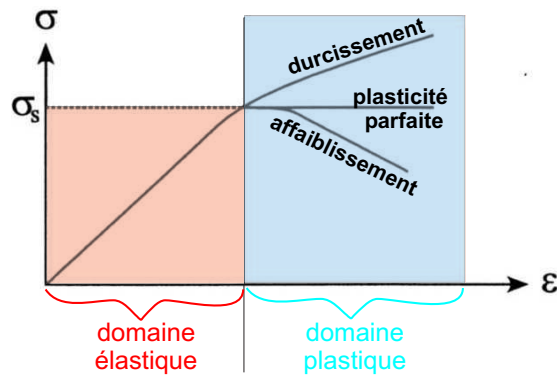


FIGURE III.6 – Réponse d'un matériau soumis à une contrainte extérieure. Evolution de la déformation du matériau en fonction de l'intensité de la contrainte appliquée σ et la valeur du seuil de rupture σ_s . Dans le domaine plastique, différents comportements sont attendus en fonction du paramètre d'écrouissage κ (décrit au paragraphe "plasticité").

Plasticité

Lorsque l'intensité de la contrainte appliquée à un matériau dépasse une certaine valeur (seuil de plasticité), une déformation permanente, irréversible et indépendante du temps, va affecter le matériau. Dans l'espace des contraintes, le critère de plasticité est représenté par une surface de charge :

$$F(\sigma, \kappa) \leq 0 \quad (\text{III.5})$$

où κ est le paramètre d'écrouissage et qui délimite un domaine dans lequel aucune irréversibilité n'est possible. Ce paramètre κ est pris égal à la déformation plastique cumulée et son évolution dépend d'un potentiel plastique G , selon :

$$\dot{\kappa} = \sqrt{\frac{2}{3}} \|\epsilon_p\| = \dot{\lambda} \sqrt{\frac{2}{3}} \left\| \frac{\delta G}{\delta \sigma} \right\|, \quad \text{où} \quad \epsilon_p = \dot{\lambda} \frac{\delta G}{\delta \sigma} \quad (\text{III.6})$$

avec $\dot{\lambda}$, un facteur de proportionnalité. Les variations des paramètres d'écrouissage traduisent des comportements différents du matériau dans le régime plastique (fig.III.6b).

Les critères de rupture et de plasticité sont variés car ils sont généralement adaptés à un type de matériau particulier [Colmenares and Zoback, 2002]. Le code ADELI permet lui, d'utiliser des rhéologies plastiques en utilisant soit le critère de Von Mises, soit le critère de Drucker-Prager.

• **Critère de Von Mises :** ce critère de plasticité, initialement établi pour les métaux, fait l'hypothèse que les déformations plastiques proviennent du glissement intracristallin du matériau, sous contrôle des contraintes tangentielles. Il est donc particulièrement bien adapté pour décrire le comportement des matériaux lithosphériques à grande profondeur, se déformant de façon ductile. Le critère de Von Mises se définit selon [Hassani, 1994] :

$$F(\sigma, \kappa) \equiv G(\sigma, \kappa) = \sigma_{eff}(J'_2) - \sigma_Y(\kappa) \quad (\text{III.7})$$

$$\sigma_{eff} = J'_2(\sigma) = \sqrt{\frac{3}{2}} \|\text{dev}(\sigma)\| \quad (\text{III.8})$$

$$\sigma_Y(\kappa) = \begin{cases} \sigma_Y^0 + H\kappa, & \text{pour } \kappa < \kappa_c \\ \sigma_Y^0 + H\kappa_c, & \text{pour } \kappa \geq \kappa_c \end{cases}$$

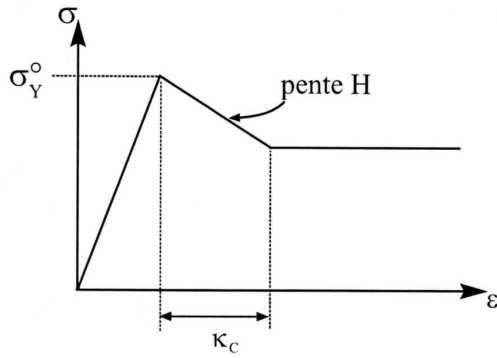


FIGURE III.7 – Courbe Contrainte-déformation illustrant les différents paramètres rhéologiques impliqués dans le critère de plasticité de Von Mises (d'après Tang [2000]).

Les paramètres de contrôle que nécessite l'utilisation de cette rhéologie avec ADELI sont donc : le seuil σ_Y^0 , le module d'écrouissage H indiquant l'affaiblissement ou le durcissement du matériau après plastification et la valeur de la déformation plastique κ_c à partir de laquelle le seuil n'évolue plus, en plus des paramètres élastiques précédemment définis. Ces paramètres sont illustrés dans la figure ci-contre (fig.III.7).

• Critère de Drücker-Prager : ce critère de plasticité, tout comme le critère de Morh-Coulomb, dépend du coefficient de friction interne du matériau et il décrit de manière satisfaisante le comportement cassant des roches. Il est défini selon :

$$F(\sigma, \kappa) = J'_2(\sigma) + \alpha(\kappa)J_1(\sigma) - \alpha(\kappa)P_0(\kappa) \quad (\text{III.9})$$

$$\text{avec} \begin{cases} J'_2(\sigma) = \sqrt{\frac{3}{2}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]} \\ J_1(\sigma) = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \\ \alpha(\kappa) = \frac{6 \sin \phi(\kappa)}{3 - \sin \phi(\kappa)} \quad \text{et} \quad P_0 = \frac{c}{\tan \phi(\kappa)} \end{cases}$$

où, J'_2 est le second invariant de la contrainte déviatorique σ , J_1 , la pression moyenne, ϕ , l'angle de friction interne et c est la cohésion interne du matériau.

Le potentiel plastique est donné quant à lui par la fonction :

$$G(\sigma) = J'_2(\sigma) + \alpha_P J_1(\sigma) \quad (\text{III.10})$$

$$\text{où} \quad \alpha_P = \frac{6 \sin \psi}{3 - \sin \psi} \quad \text{et} \quad \psi, \text{ l'angle de dilatance.}$$

Les paramètres de contrôle dans ADELI pour ce critère sont : c_0 la cohésion interne, ϕ l'angle de friction interne, qui peut évoluer entre un ϕ initial et un ϕ final si l'on prend en compte un paramètre d'écroutissage κ_C , (sinon $\phi_{init} = \phi_{fin}$), et enfin ψ la valeur de l'angle de dilatance. Nous avons utilisé ce critère de plasticité avec les paramètres suivant : $c_0 = 1.10^7$ Pa, ϕ initial= ϕ final= 15° , $\kappa_C = 0$ et $\psi = 0$.

Puisque nous modélisons l'épaisseur mécanique de la lithosphère, nous avons préféré le critère de Drücker-Prager à celui de Von Mises, car il semble mieux adapté aux déformations de faible et moyenne profondeur et il est sensible à la variation de pression, contrairement au critère de Von Mises, utile pour les rhéologies profondes plus ductiles. Cependant, ne prendre en compte qu'un seul critère de rupture pour définir le comportement à l'échelle de la lithosphère peut être largement discutable, du fait de la complexité structurale de cette dernière. Nos résultats seront donc valides pour les critères de rupture et paramètres utilisés et nous attendons donc de fortes variantes par rapport au comportement réel du matériau d'étude, du fait d'une définition rhéologique imparfaite des matériaux lithosphériques.

Viscosité

Il est également possible de représenter un comportement viscoélastique pour les roches mantelliques avec une loi de type puissance pour la partie visqueuse :

$$\dot{\sigma} = 2G.\dot{\epsilon} + \lambda \text{tr}(\dot{\epsilon}).I - 2G\gamma[J'_2(\sigma)]^{n-1}.\text{dev}(\sigma) \quad (\text{III.11})$$

$$avec \begin{cases} \lambda = K - \frac{2}{3}G \\ J_2'(\sigma) = \sqrt{\frac{3}{2}} \|\text{dev}\sigma\| \\ \gamma = \gamma_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \end{cases}$$

où G est le module de cisaillement, K le module de compression et γ la fluidité (en $\text{Pa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$), γ_0 une constante, E_a l'énergie d'activation, R la constante des gaz parfaits et T la température.

Le modèle linéaire de Maxwell se retrouve en faisant $n = 1$. La vitesse de déformation est alors donnée dans ce cas par :

$$\dot{\epsilon} = \underbrace{\frac{1+\nu}{E}\dot{\sigma} - \frac{\nu}{E}\text{tr}(\dot{\sigma})I}_{\text{loi de Hooke}} + \frac{1}{2\eta}\text{dev}(\sigma) \quad (\text{III.12})$$

avec $\eta = \frac{1}{2\gamma}$, le coefficient de viscosité.

Choix de la rhéologie dans nos modèles

Le choix des rhéologies est un problème délicat car cela peut induire une paramétrisation très complexe du modèle, du fait des nombreuses incertitudes qui persistent sur la valeur des paramètres. Une bonne analyse des objectifs recherchés est donc nécessaire et permet de choisir la rhéologie la mieux adaptée (fig.III.1), mais l'utilisation d'une rhéologie complexe signifie un nombre important de paramètres de contrôle, c'est-à-dire l'introduction d'un plus grand nombre d'erreurs dans le système.

Dans cette étude, nous nous sommes majoritairement focalisés sur la localisation des déformations lithosphériques de la plaque supérieure en fonction de la géométrie de la marge, puisqu'elles peuvent être comparées à des déformations observables en surface dans les cas naturels. L'emploi d'une rhéologie élasto-plastique définie par le critère de Drucker-Prager s'est donc avérée la plus adéquate pour ce type d'étude.

L'étude du comportement de la plaque plongeante n'a été que secondaire dans cette étude, car son rôle principal était avant tout de transmettre des contraintes vers la plaque supérieure, via le contact interplaque, sans avoir à les imposer manuellement en tant que conditions aux limites. Afin d'homogénéiser et donc de simplifier le système d'étude, nous avons appliqué la même rhéologie aux deux plaques.

Une rhéologie purement élastique aurait pu être suffisante pour la plaque en subduction, puisqu'elle permettrait de reproduire un pendage constant au cours du temps, en fonction des paramètres attribués. Cependant, elle aurait généré des contraintes d'amplitude exagérée dans les deux plaques, ainsi qu'une topographie très élevée au niveau de la marge [Hassani et al., 1997]. La prise en compte de la plasticité dans la rhéologie était donc nécessaire car elle permettait de mettre en évidence des zones de faiblesse, qui peuvent jouer un rôle primordial dans l'évolution géodynamique d'un système.

Une rhéologie visqueuse a été écartée pour la plaque plongeante, bien qu'elle soit préférée par certains auteurs par rapport à une rhéologie élastoplastique plus complexe [Martinod et al., 2005, Faccenna et al., 1999, Karato et al., 2001], en invoquant le fait que les divers paramètres rhéologiques restent encore mal contraints pour les matériaux mantelliques lithosphériques et asthénosphériques. Notre choix est conforté car au stade initial de notre modèle, la subduction n'est pas encore initiée, les plaques plongeante et chevauchante présentent donc une même rhéologie avant subduction. Par ailleurs, nous ne prenons en compte que l'épaisseur mécanique de la lithosphère (fig.III.5b) en s'affranchissant du comportement visqueux présent en base de lithosphère. Le choix d'une rhéologie visqueuse serait de plus justifiée si l'on

prenait en compte les changements pétrologiques et thermiques qui interviennent au cours de la subduction de la plaque plongeante à grande profondeur. Or nous avons réalisé nos modélisations sans effet thermique ni dans la lithosphère, ni dans l'asthénosphère, puisque la version 3D du code ADELI ne prévoit pas actuellement de champ de température dans l'asthénosphère (seule la lithosphère correspond à un domaine maillé et donc résoluble mécaniquement). La plaque plongeante n'aurait donc pas pu subir de variation de température "réaliste" au cours de son enfouissement.

L'asthénosphère quant à elle, correspond à une fondation fluide sur laquelle repose notre domaine d'étude lithosphérique. Elle est matérialisée par un fluide non visqueux, ce qui ne lui permet donc pas de générer de couplage avec la lithosphère. Cette simplification est confortée par le fait qu'il existe plusieurs ordres de grandeur de différence entre la valeur de la viscosité de l'asthénosphère et celle de la lithosphère (valeurs respectives de $10^{20} Pa.s$ et $10^{24} Pa.s$ [Turcotte and Schubert, 1982]). L'asthénosphère possède ainsi une rhéologie élastique, dont les propriétés sont identiques à celles de la lithosphère, ce qui la rend également compressible.

III.2.3 Réaction de l'asthénosphère sur la lithosphère

La force majeure supposée motrice dans le phénomène de subduction est la force de traction qui s'exerce sur la plaque plongeante, due à un contraste de densité positif entre lithosphère subduite et asthénosphère, soit $\rho_{lith} > \rho_{asth}$.

Du fait de sa rhéologie, la réaction de l'asthénosphère sur la lithosphère plongeante correspond à une pression hydrostatique qui agit sur chacune des surfaces de la plaque en subduction en contact avec l'asthénosphère. Cette dernière étant compressible, sa densité et le champ de pression qu'elle exerce sur le panneau plongeant évoluent avec la profondeur, selon :

$$\begin{aligned}\rho_a(z) &= \frac{\rho_a^0}{1 - \beta \rho_a^0 g \bar{z}} \\ P_a(z) &= -\frac{1}{\beta} \ln(1 - \beta \rho_a^0 g \bar{z}),\end{aligned}$$

avec ρ_a la densité de l'asthénosphère (et ρ_a^0 sa densité à la base de la lithosphère), β le module de compressibilité supposé constant et identique à celui de la lithosphère, g le champ de gravité constant auquel est soumis l'ensemble du modèle et enfin $\bar{z} = z - z_h$, où z est la profondeur au point d'étude et z_h est la hauteur de la colonne hydrostatique.

Choix des densités

Sachant que la lithosphère océanique est constituée d'une croûte de nature basaltique (de densité $2800 - 2900 \text{ kg/m}^3$ [Carter and Tsenn, 1987]) et épaisse d'environ 7-10 km [White et al., 1992], ainsi que d'un manteau péridotitique de densité proche de $3300 - 3400 \text{ kg/m}^3$ [Oxburgh and Turcotte, 1976] et d'épaisseur variable dépendante de l'âge de la lithosphère (fig.III.5a), il est donc possible d'estimer sa densité moyenne à environ 3200 kg/m^3 .

La densité de l'asthénosphère ne peut être estimée qu'indirectement, comme par exemple grâce à la vitesse de propagation des ondes sismiques. Cependant, puisque le moteur de la subduction est attribué au contraste de densité entre lithosphère et asthénosphère, la valeur exacte de la densité asthénosphérique n'est pas nécessaire, mais seule la valeur du contraste $\Delta\rho$ l'est.

En restant proche de valeurs réalistes déterminées en fonction du type de roche en présence (péridotite), nous avons fixé constante la densité de l'asthénosphère à 3200 kg/m³. Ces valeurs s'accordent avec les valeurs moyennes calculées par Cloos [1993], en considérant une compensation isostatique complète de la lithosphère par l'asthénosphère (fig.III.8).

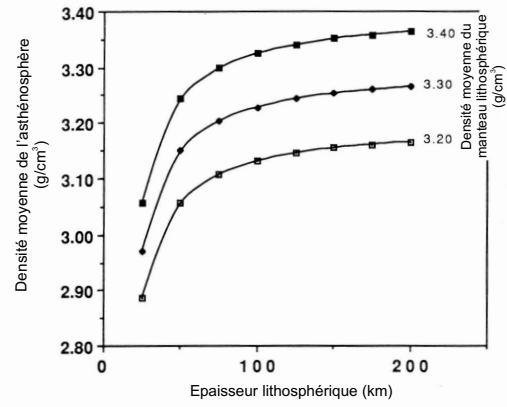


FIGURE III.8 – Calcul de la densité asthénosphérique en fonction de l'âge et de la densité du manteau lithosphérique (modifié d'après Cloos [1993]).

III.2.4 Le contact interplaque

Le contact interplaque est défini dans le code ADELI par des conditions de type contact unilatéral et de type frottement de Coulomb [Jean and Touzot, 1988, Jean, 1989].

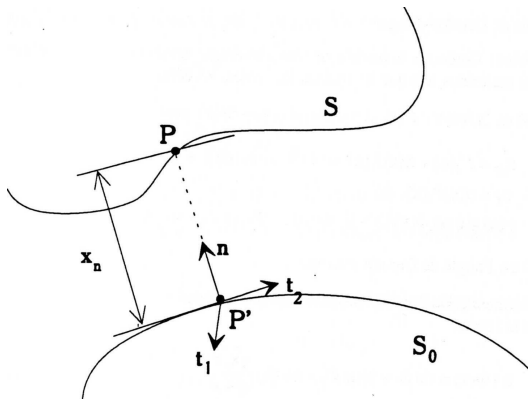


FIGURE III.9 – Géométrie de deux corps en contact utilisée pour le calcul de contact unilatéral [Hassani, 1994].

Soient deux corps en contact (fig.IV.2). Les conditions de contact unilatéral (ou conditions de Signorini) supposent :

(a) une condition d'impénétrabilité des deux surfaces en contact, ce qui se définit par :

$u_n \leq 0$, où u_n correspond à la distance entre les deux surfaces ;

(b) une condition de non adhésion des deux surfaces entre elles, selon :

$\sigma_n \leq 0$, avec σ_n , la réaction normale à la surface.

Ces conditions de contact unilatéral s'expriment par la relation de complémentarité :

$$x_n \leq 0, \sigma_n \leq 0, \text{ et } x_n \sigma_n = 0$$

Le calcul des réactions interplaques obéit à la loi de frottement de Coulomb, selon laquelle le glissement peut s'exprimer si la contrainte tangentielle

atteint un seuil dont la valeur augmente avec l'intensité de la contrainte normale. Les conditions de frottement de Coulomb s'expriment selon :

$$\begin{cases} \text{si } x_t = 0 & \text{alors } |\sigma_t| \leq -\mu \cdot \sigma_n \\ \text{si } x_t \neq 0 & \text{alors } \sigma_t = \sigma_n \cdot \mu \frac{u_t}{|u_t|} \end{cases}$$

Ces conditions représentent deux situations physiques, qui sont (a) le collement ("stick") pour $u_t = 0$ et (b) le glissement ("slip"), pour $u_t \neq 0$.

Le code ADELI calcule les réactions interplaques par une méthode implicite, avec comme seul paramètre de contrôle, le coefficient de friction μ , assimilé à un coefficient de friction effective.

Choix de nos coefficients de friction

On a vu en première partie de ce mémoire que le couplage interplaque dépendait de nombreux facteurs tels que le relief de la plaque plongeante, la nature pétrologique des matériaux à l'interface (sédiments...), la pression de fluides ou encore la pression interplaque résultant de l'intensité de la force de traction de la plaque en subduction. La quantification du coefficient de friction interplaque reste un problème délicat, car il faut également prendre en compte son évolution avec la profondeur. A titre d'exemple, les valeurs mesurées localement au front des prismes d'accrétion ou déduites du flux de chaleur en surface, donnent une valeur moyenne de l'ordre de 0.24 ± 0.10 [Lallemand et al., 1994].

Le coefficient de friction utilisé dans nos modélisations est une valeur moyenne sur l'ensemble du contact interplaque et nous l'avons fait varier entre $\mu = 0$ à 0.5.

III.2.5 Les conditions aux limites

Le modèle étant soumis à un champ de gravité constant, une pression hydrostatique s'exerce à la base de la lithosphère par réaction de l'asthénosphère (fig.III.10). Cette dernière n'étant pas visqueuse, aucun couplage entre elle et la lithosphère plongeante ne permet d'auto-entretenir le phénomène de subduction. Une condition en vitesse doit donc être imposée et maintenue au cours du temps pour permettre au système d'évoluer. Cette vitesse est appliquée selon l'axe des x , à l'extrémité de la plaque en subduction, alors que la plaque supérieure est maintenue fixe selon la même direction ; les déplacements tangentiels sont autorisés sur l'ensemble des faces. La surface du modèle est, quant à elle, une surface libre.

Les bords latéraux des deux plaques sont soumis soit à un déplacement nul selon l'axe des y (les déplacements tangentiels étant libres), soit à une pression lithostatique. Cette seconde condition autorise donc un déplacement libre de la plaque latéralement (selon l'axe des y), ce qui signifie que la résistance des plaques voisines peut être considérée comme négligeable. Cette condition doit donc être utilisée dans des cas bien spécifiques, tels que la modélisation de subduction à convergence oblique, lorsque la plaque en subduction se déplace latéralement à la fosse, ou dans des cas où le bord de la plaque plongeante correspond à une frontière de plaque, par exemple de type subduction. Une telle situation est actuellement en cours au niveau de la transition des subductions du Kamchatka et des Aléoutiennes.

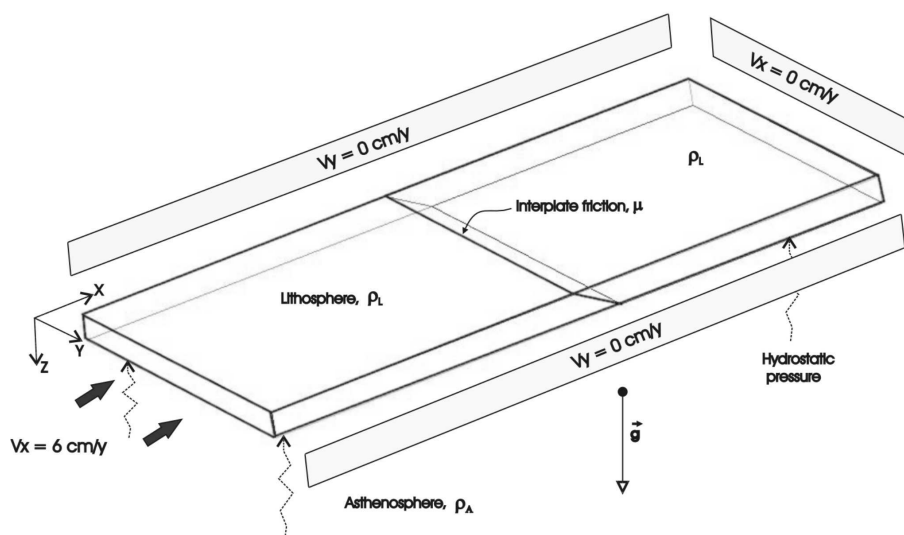


FIGURE III.10 – Géométrie 3D et conditions aux limites de notre modèle de référence. Les dimensions $x \times y \times z$ sont $1000 \text{ km} \times 400 \text{ km} \times 40 \text{ km}$.

III.2.6 Contraintes et limitations du code

Initiation de la subduction

L'initiation de la subduction est un problème délicat à gérer, qui fait actuellement l'objet de nombreuses études, en comparaison aux quelques cas naturels connus [Stern, 2004, Niu et al., 2003, Gurnis et al., 2004, Hall et al., 2003, Fujiwara et al., 2000, Lee, 2004]. Dans nos modèles, elle suppose l'existence d'une faille, assimilée au contact interplaque, dont le pendage est fixé et le long de laquelle la plaque plongeante glisse suivant la vitesse de convergence qui lui est imposée. Cette phase d'initiation provoque la flexion de la plaque plongeante, ce qui génère une transmission de contraintes de forte intensité dans la plaque supérieure, selon les paramètres de la plaque en subduction (épaisseur, paramètres élastiques...). Les déformations de la plaque supérieure sont donc surestimées dans les premiers stades de la subduction. Cependant, le commencement de l'expérience à un stade où la subduction est nulle permet à la plaque plongeante d'évoluer librement au cours du temps. Aucun pendage n'est donc imposé à la plaque en subduction une fois qu'elle pénètre dans le fluide asthénosphérique.

Couplage visqueux

Par comparaison au bilan des forces d'une zone de subduction, seules les forces de couplage visqueux sont négligées dans cette version du code ADELI. Leur prise en compte est actuellement en phase de développement (Hassani, en prép.), ce qui permettra, entre autre, d'auto-entretenir la subduction avec la force de traction exercée sur la plaque plongeante comme moteur de la subduction.

Effet thermique

Un dernier point qui n'est que partiellement pris en compte dans ADELI-subduction 3D, est le champ de température qui ne peut intervenir qu'au sein de la lithosphère. Or en s'enfonçant dans l'asthénosphère, la plaque plongeante subit des modifications minéralogiques et donc rhéologiques. L'existence d'un gradient thermique asthénosphérique permettrait de prendre en compte certaines modifications du panneau plongeant. Le choix d'une rhéologie élastoviscoplastique serait alors largement justifiée. Une densifica-

tion de la plaque plongeante pourrait également être envisagée par des changements de phases minéralogiques, en plus des variations de volume imposées par l'augmentation de la pression asthénosphérique, actuellement responsables de la force de traction. L'ajout de la thermique à l'échelle asthénosphérique est actuellement existante dans la version 2D, mais elle augmente considérablement les temps de calcul.

Un outil très coûteux en temps de calcul

Le 3D reste un outil important pour l'étude du phénomène de subduction, mais nécessite des besoins en informatique conséquents. De telles modélisations sont très coûteuses en temps de calcul et n'autorisent pas des maillages aussi fins que ceux utilisés à deux dimensions. Le temps de calcul est évidemment fortement dépendant de l'architecture de la machine utilisée ainsi que du compilateur. La durée de simulation varie de 12 jours à 1 mois pour une résolution spatiale et temporelle satisfaisante.

Le meilleur compromis entre taille du maillage et pas de temps a été fixé d'après les résultats du 2D, mais les moyens techniques qui étaient à notre disposition n'ont pas permis d'utiliser des maillages aussi fins qu'à deux dimensions, à cause des temps de calculs qui auraient été peu raisonnables. L'ensemble des modélisations présentées dans ce mémoire restent cependant acceptables étant données les valeurs négligeables des erreurs sur les calculs des forces (inférieures à 1%).

III.3 Validation de la version 3D

Ce code étant pour l'instant unique en son genre, la validation a été effectuée dans un premier temps en comparant des cas de géométrie simple avec la version ADELI-subduction 2D, cette version 2D ayant quant à elle, été validée préalablement par Hassani et al. [1997]. Une seconde comparaison est en cours avec une approche analogique, sur des problèmes de modélisation de reliefs sous-marins (suivant les travaux de Martinod et al. [2005] et de N. Espurt, thèse en cours au L.M.T.G. de Toulouse).

Cette section présente brièvement les étapes de comparaison d'un modèle 3D avec un modèle 2D et les premières études paramétriques sont présentées aux chapitres suivants.

III.3.1 Déroulement d'une subduction en trois dimensions

La figure III.11 présente l'évolution dans le temps du modèle de subduction qui a été pris comme référence dans la suite de l'étude. Une rhéologie élastoplastique, dont les paramètres sont présentés dans le tableau III.1, a été utilisée pour les deux plaques. Le second invariant du tenseur des déformations est représenté en figure VIII.21 pour chacun des stades de la subduction. La phase d'initiation (fig.VIII.21, à $T = 2\text{Ma}$) se traduit par une forte déformation au front de la marge, ainsi qu'à l'extrados et à l'intrados de la plaque plongeante, en réponse à sa flexuration.

La déformation plastique qui s'acquiert lors du bombement de la plaque plongeante en avant de la fosse, se développe principalement à son toit (fig.VIII.21, à $T = 3.7\text{ Ma}$). Du fait de sa rhéologie, la plaque subduite enregistre cette courbure et une fois la subduction mature (fig.VIII.21, à $T=6.3\text{Ma}$), on constate un enroulement de la plaque plongeante. Le rayon de courbure de la plaque subduite devient alors trop faible pour lui permettre un dépliage élastique et maintenir ainsi un pendage constant. Ce problème a été discuté dans Hassani et al. [1997] et ils ont proposé un contact interplaque courbe, pour limiter la flexure brutale de la plaque plongeante et son entière déformation plastique. Cette solution géométrique lui permet de préserver son élasticité et donc de se déplier.

Etant données les conditions en vitesse appliquée à la plaque en subduction, cette dernière atteint rarement des profondeurs supérieures à 450 km et cet effet d'enroulement ne s'est pas fait sentir dans les 200 premiers kilomètres de profondeur. Nous nous sommes donc affranchi de ce contact interplaque

courbe pour simplifier la géométrie du modèle déjà complexe latéralement. De plus la courbure interplaque nécessaire pour maintenir un pendage constant pour notre modèle de référence, ne permet pas au panneau plongeant d'atteindre la zone de fusion partielle, et donc de former un arc volcanique, qu'à une distance d'environ 300 km de la fosse, ce qui n'est vérifié que dans le cas de subduction plane où le volcanisme peut même être inexistant.

Les résultats obtenus pour notre modèle de référence sont stables latéralement comme en témoignent les profils topographiques de la figure III.12, l'intensité des déformations ($J_2(\epsilon)$) en coupe (fig.III.13), ainsi que le champ des contraintes déviatoriques en x et en y (fig.III.14). Aucun effet de la troisième dimension n'étant attendu sur ce type de géométrie avec les conditions aux limites appliquées.

Paramètres	Valeurs	TABLEAU III.1 – Paramètres utilisés dans notre modèles de référence en 3 dimensions.
Epaisseur lithosphérique (km)	40	
Masse Volumique, ρ_{lithos} (kg/m ³)	3200	
Masse Volumique, ρ_{asth} (kg/m ³)	3200	
Coefficient de friction interplaque, μ	0	
Module de Young, E (Pa)	1.10^{11}	
Coefficient de Poisson, ν	0.25	
Cohésion, c (Pa)	1.10^7	
Angle de friction, ϕ (°)	15	

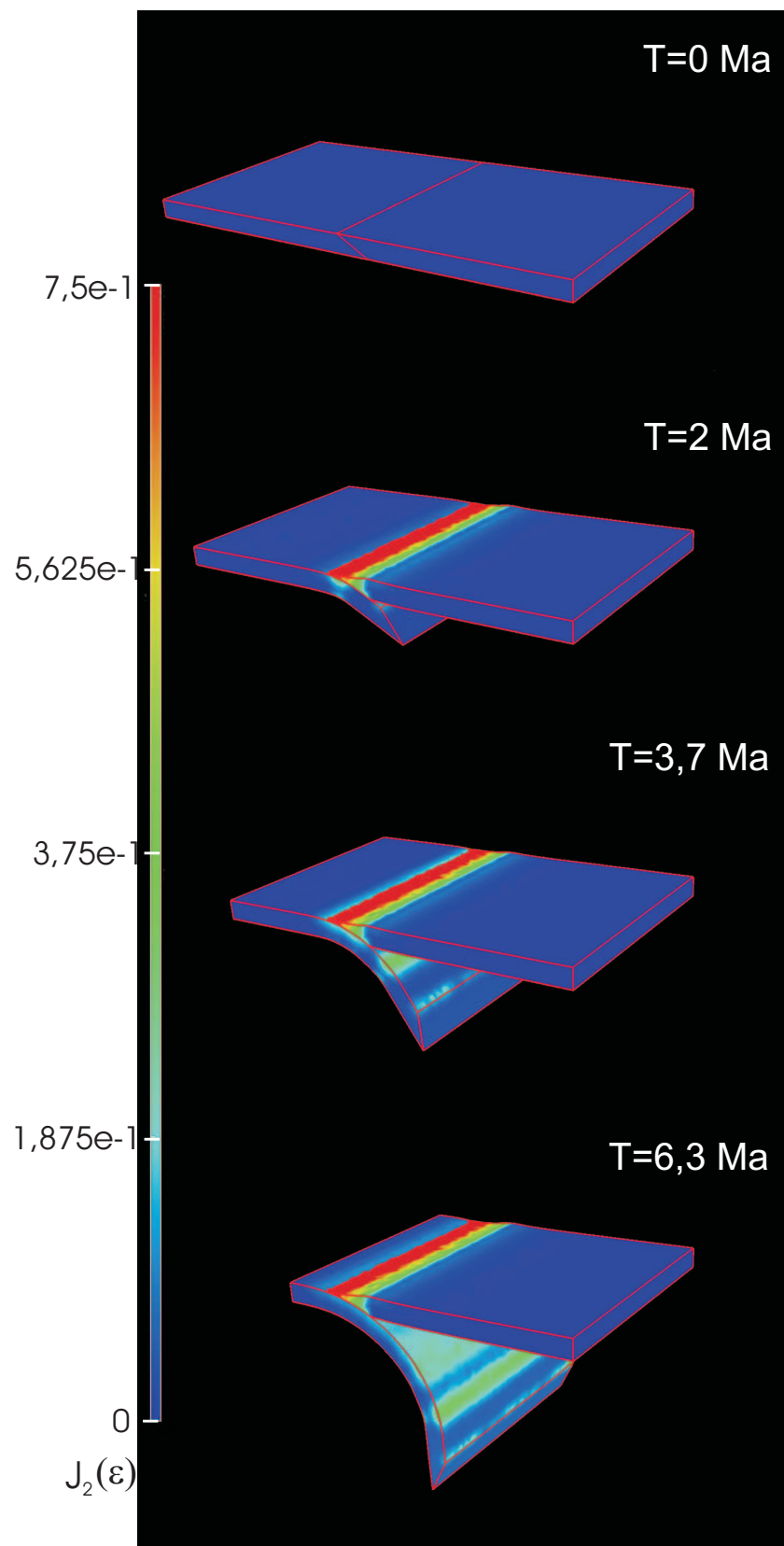


FIGURE III.11 – (a) Evolution dans le temps du second invariant du tenseur des déformations pour notre cas de référence, modélisé avec une rhéologie élastoplastique, $\Delta\rho = 0$ et $\mu = 0$. La vitesse de convergence est de 6cm/a. (le résultat est visualisé grâce au logiciel libre Medit Frey [2001]).

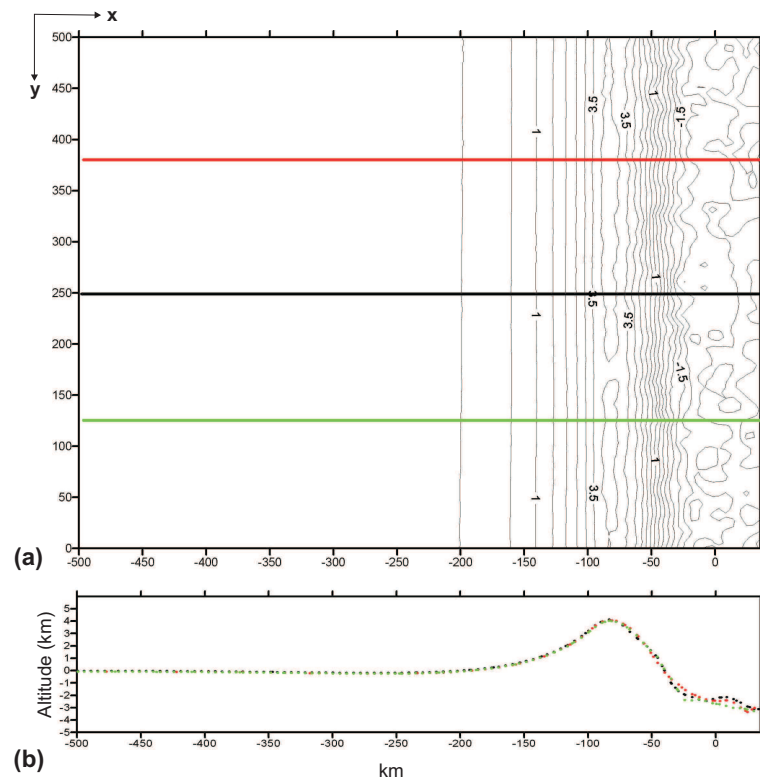


FIGURE III.12 – Topographie du modèle 3D (a) vue en carte et (b) vue en coupe, montrant une régularité latérale de l'élévation. La fosse se situe à $x = 30\text{km}$.

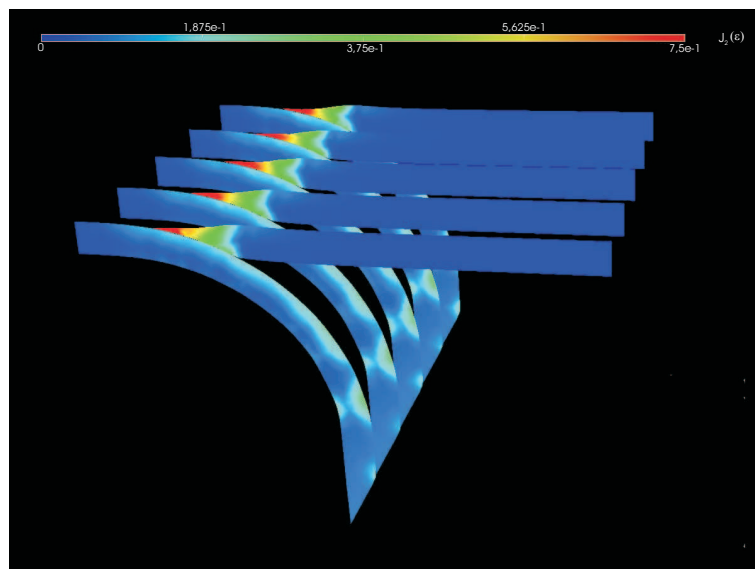


FIGURE III.13 – Coupes sériees représentant le second invariant du tenseur des déformations pour le modèle de référence. Aucune variation majeure n'est observée latéralement.

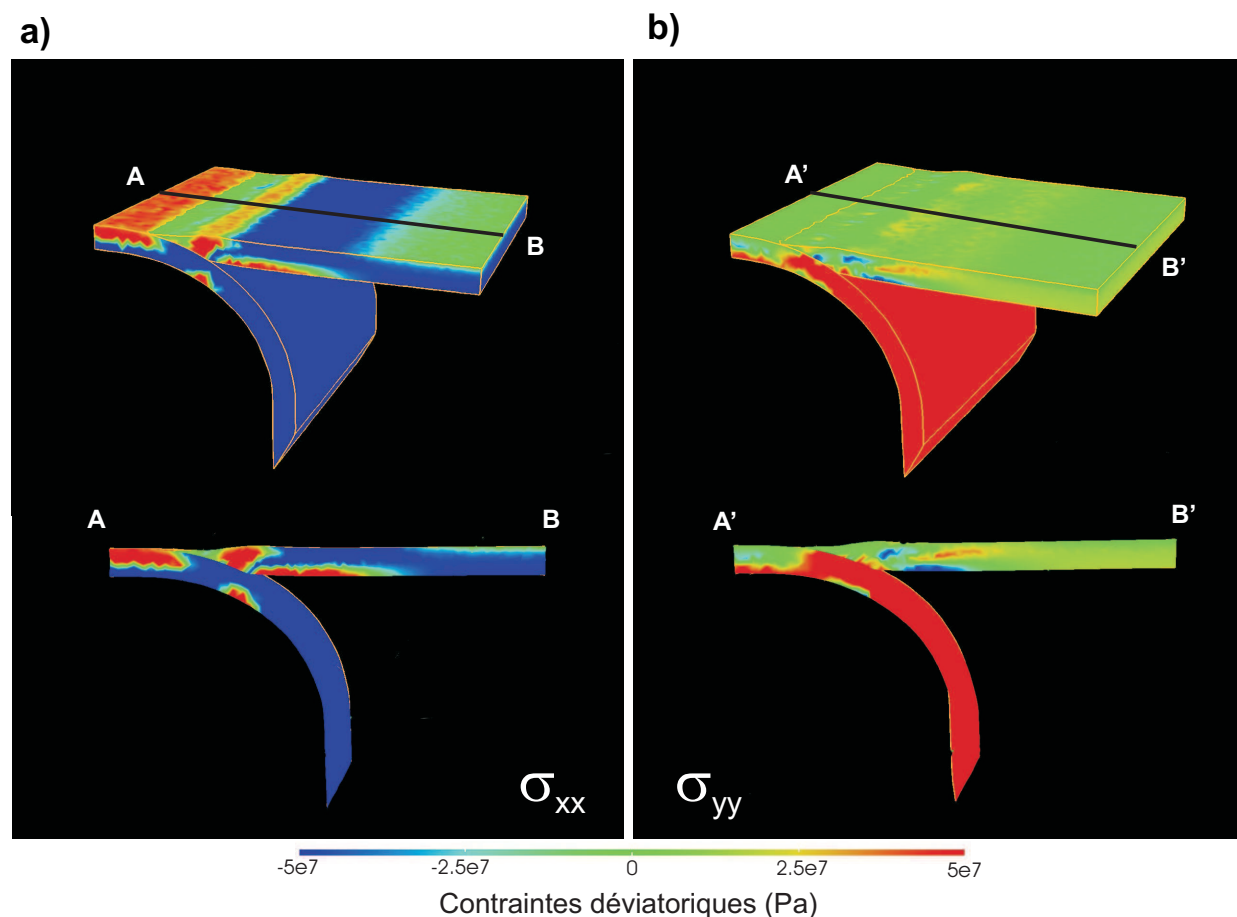


FIGURE III.14 – Intensité des contraintes déviatoriques selon (a) l'axe x et (b) l'axe y.

III.3.2 Comparaison 2D-3D

Les diverses coupes sérieées présentées ci-dessus nous ont permis d'établir des comparaisons avec les modèles 2D.

On peut noter parfois de très faibles variations entre les modèles 2D et 3D, provenant de maillages légèrement différents : une corrélation parfaite ne peut en effet pas être obtenue pour les deux maillages, d'une part car leur définition fait appel à deux maillages différents et d'autre part du fait de la prise en compte de la troisième dimension qui permet d'agencer les éléments différemment sur des coupes 2D.

Malgré tout, que ce soit sur la répartition de la déformation plastique ou du champ des contraintes déviatoriques, une bonne corrélation est observée entre les modèles 2D et la partie centrale du 3D, comparable au 2D pour des maillages très similaires. Malgré les 6 semaines de calcul nécessaires pour mener à bien ces modélisations, les maillages 3D mériteraient toutefois un certain affinage pour permettre une mise en évidence plus fine des bandes de cisaillement.

Pour les profils topographiques, les amplitudes sont maintenues, à savoir une profondeur identique pour les fosses ou les pics de topographie. On remarque cependant une légère translation de ce minimum et maximum, la plaque supérieure du modèle 3D se déformant avec une longueur d'onde plus grande que le modèle 2D. Cela peut provenir d'un effet latéral de la troisième dimension qui permet un réagencement différent des mailles. De plus, ce décalage est proche de la taille d'une maille du modèle 3D de l'ordre de 15 km et s'observe toujours quel que soit le maillage 2D.

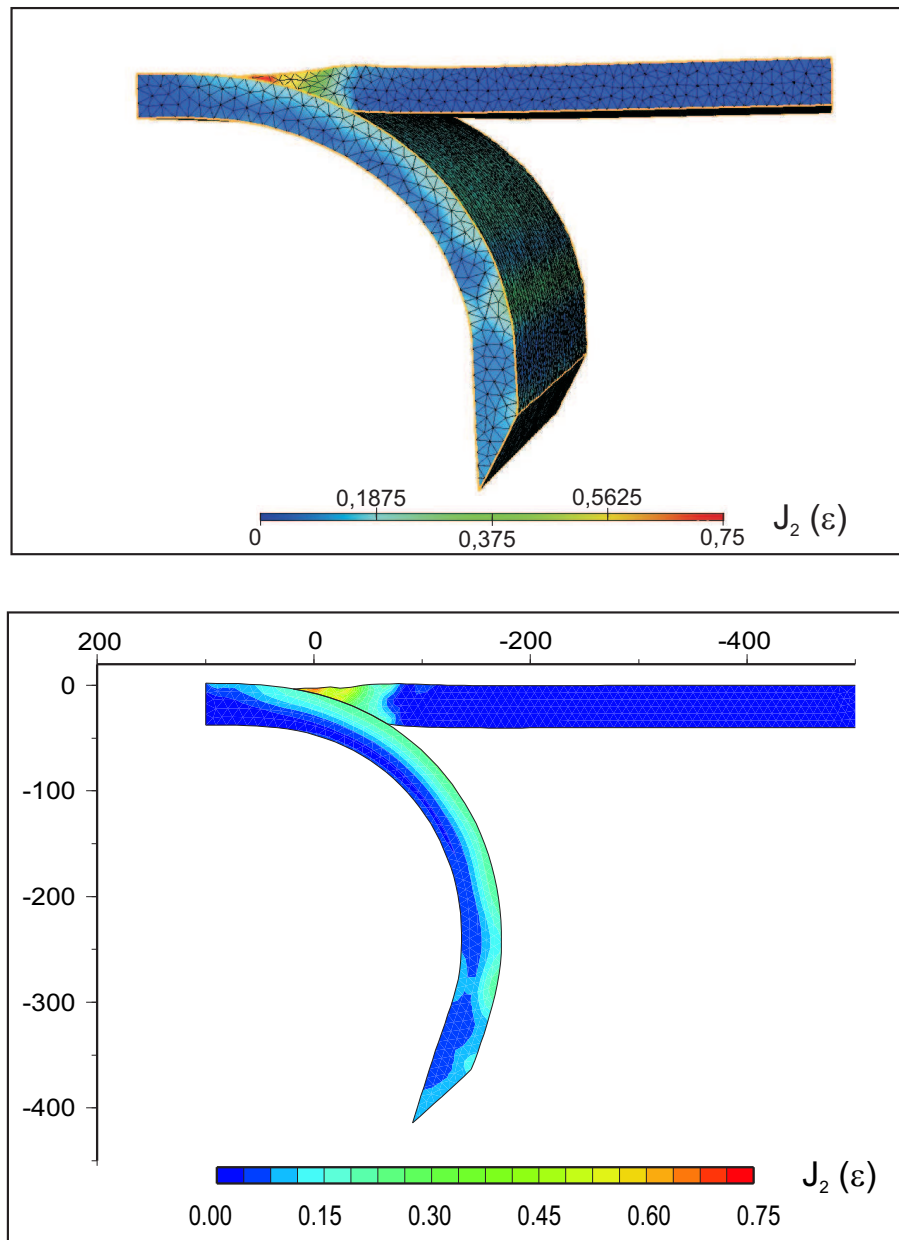


FIGURE III.15 – Comparaison d'une coupe centrale du modèle 3D avec un modèle 2D, pour des maillages très proches. Le second invariant du tenseur des déformations y est figuré.

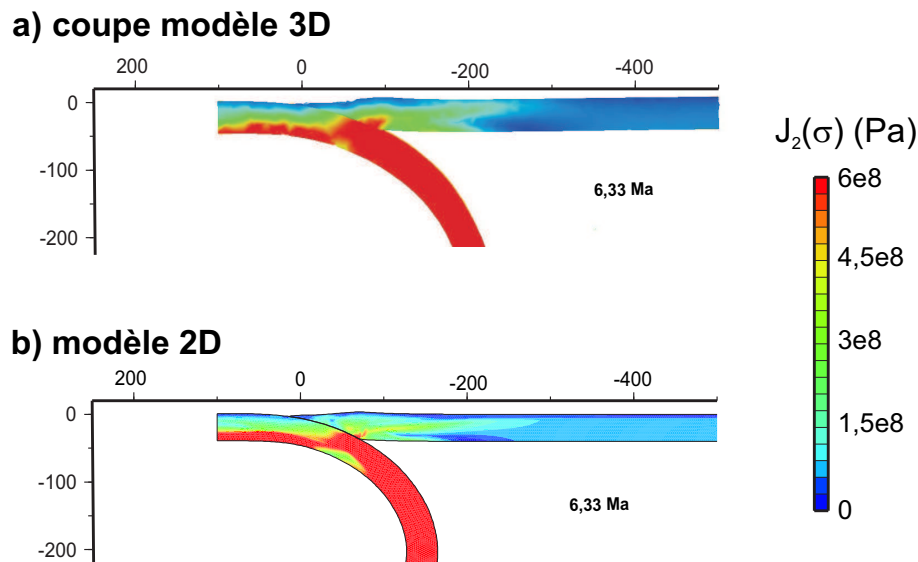


FIGURE III.16 – Comparaison du second invariant du tenseur des contraintes entre la coupe centrale du modèle 3D et un modèle 2D. Pour des raisons techniques, la finesse du maillage 2D n'a pu être reproduite en 3D.

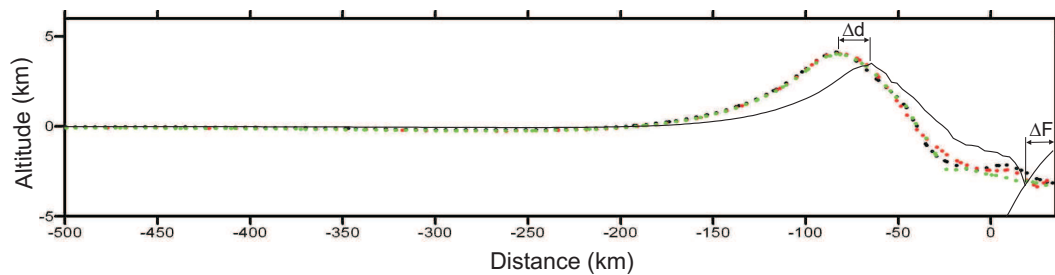


FIGURE III.17 – Comparaison des profils topographiques entre un modèle 3D (traits en couleurs et tiretés) et un modèle 2D (trait noir continu). A maillage très proche, le décalage du pic de topographie Δd et de la fosse ΔF sont maintenus.

III.4 Conclusions

De nombreuses méthodes ont été développées ces dernières années, selon que l'intérêt soit porté sur les interactions plaque plongeante/asthénosphère ou sur la déformation lithosphérique (fig.III.1). L'extension en trois dimensions d'un code pré-existant a été validée et testée dans ce travail afin d'aborder les thématiques complexes liées au phénomène de subduction, e.g. obliquité de convergence, subduction de reliefs océaniques, géométrie de marge variable.

Ce nouveau code est principalement dédié à l'étude des déformations lithosphériques en trois dimensions et permet de suivre l'évolution du panneau plongeant au cours du temps qui s'effectue librement. Il permet de combler un grand vide dans les approches de modélisation où le 3D à l'échelle du système global n'existait pas encore pour traiter à la fois des déformations lithosphériques et l'évolution libre d'un système en subduction.

Les chapitres suivants présentent quelques applications qui ont pu être effectuées suivant l'état de développement du code.

Chapitre IV

Etude de l'effet de la géométrie de la marge - Résultats

Nous avons vu en première partie de ce mémoire que la géométrie des fosses n'était pas systématiquement identique d'une zone de subduction à une autre. On observe ainsi des géométries convexes vers l'océan, concaves vers l'océan ou encore linéaires. Nous considérons que ces géométries courbes correspondent à la géométrie du "butoir", c'est-à-dire de la marge consolidée et non à la géométrie du prisme d'accrétion sédimentaire qui peut facilement être perturbé.

Ce chapitre présente les résultats de l'étude paramétrique qui a été menée, afin de comprendre l'impact de ces géométries courbes sur le régime tectonique de la plaque supérieure, ainsi que sur le comportement de la plaque plongeante. L'origine de ces courbures n'est pas abordée dans cette étude. Ces résultats ont fait l'objet d'un article actuellement en soumission, dont les principales conclusions sont résumées en première partie.

Sommaire

IV.1	Version abrégée de l'article	80
IV.2	Effect Of Margin Curvature On Plate Deformation In A 3-D Numerical Model of Subduction Zones	83
IV.2.1	Introduction	83
IV.2.2	Mechanical and Numerical Modeling	84
IV.2.2.1	Governing equations	85
IV.2.2.2	Geometry, boundary conditions and constitutive laws	85
IV.2.2.3	Numerical aspects	87
IV.2.3	3-D orthogonal convergence	88
IV.2.3.1	Effects of the density contrast	88
IV.2.3.2	Effects of the interplate friction	90
IV.2.4	Curved margin geometries	92
IV.2.4.1	Effects of the curvature	92
IV.2.4.2	Effects of the density	94
IV.2.4.3	Effects of the interplate friction	94
IV.2.5	Discussion	97
IV.3	Conclusion	98

IV.1 Version abrégée de l'article

Objectifs

L'existence d'un code numérique 3D dédié à la subduction permet désormais d'étudier précisément quels peuvent être les effets de la 3ème dimension sur la déformation des deux plaques en présence. Après une validation de la version 3D du code, des géométries de marge courbes ont été étudiées, en comparaison à un cas de référence défini par une marge linéaire (fig.IV.13), un contraste de densité entre la lithosphère et l'asthénosphère nul, ainsi qu'un coefficient de couplage interplaque nul (fig.IV.3). Le contraste de densité $\Delta\rho$ et la friction μ , ont été nos deux paramètres de contrôle dans ces modélisations.

Les paramètres de contrôle : cas de référence

- *Le contraste de densité $\Delta\rho$* joue un rôle important sur les contraintes transmises à la plaque supérieure, puisqu'il affecte le comportement du panneau plongeant, via une force de traction plus ou moins importante. Si $\Delta\rho < 0$, c'est-à-dire si la lithosphère plongeante est moins dense que l'asthénosphère, la plaque subduite tend à se sous-plaquer sous la plaque chevauchante, induisant ainsi un régime compressif. A l'inverse, si $\Delta\rho > 0$, le panneau plongeant se verticalise et provoque de l'extension dans la plaque chevauchante (fig.IV.4).

- *L'intensité du couplage interplaque*, représenté par le coefficient de friction, agit sur l'intensité des contraintes transmises à la plaque supérieure : une augmentation du coefficient de friction à l'interplaque augmente la compression dans la plaque chevauchante et intensifie la déformation interne de la lithosphère. Cela se traduit par une topographie plus abrupte en marge de la plaque supérieure (fig.IV.5). La Cordillère des Andes en est un bon exemple, puisque qu'elle s'élève à plus de 6000m d'altitude à une distance de la fosse assez réduite et son avant-pays enregistre un fort taux de raccourcissement. Par ailleurs, une forte friction interplaque provoque une forte résistance à la subduction, ce qui peut aboutir à un blocage total de la fosse et au flambage de la plaque plongeante (fig.IV.6). La meilleure illustration de ce phénomène est l'ondulation du plancher de l'océan Indien due à la collision de l'Inde avec le continent asiatique aboutissant à l'orogénèse himalayenne .

Convexité Vs. Concavité

Des courbures comparables à celle de la fosse des Mariannes, des Aléoutiennes ou encore des Ryukyus ont été testées dans ces modélisations selon la géométrie présentée à la figure IV.7.

Les résultats obtenus indiquent une influence importante de la géométrie sur la déformation de la plaque supérieure : une marge convexe vers l'océan induit une forte compression dans la plaque supérieure, qui se traduit par la surrection de la zone convexe. A l'inverse, une marge concave vers l'océan provoque de l'extension au sein de la plaque supérieure, dans la zone située au front de cette concavité (fig.IV.8). Ces observations sont amplifiées avec la diminution du rayon de courbure.

Par rapport au modèle de référence à marge linéaire, la variation de $\Delta\rho = \pm 100 \text{ kg/m}^3$ est insuffisante pour inverser la tendance topographique (fig.IV.10). La géométrie de la marge semble donc dominer sur le contraste de densité concernant le champ de déformation de la plaque supérieure.

De même que pour le modèle de référence à marge linéaire, l'augmentation du coefficient de friction interplaque accentue la déformation de la zone avant-arc. Dans le cas d'une géométrie à marge courbe, on remarque cependant que les plus fortes déformations sont préférentiellement localisées dans les zones avant-arc les plus obliques par rapport à la direction de convergence (fig.IV.11). Ces zones étant soumises à une contrainte déviatorique selon l'axe y σ_{yy} , extensive (fig.IV.12c), nous pouvons les interpréter comme

des zones décrochantes potentielles, selon le modèle proposé par McCaffrey and Nabelek [1998] dans l'Himalaya.

La plaque plongeante

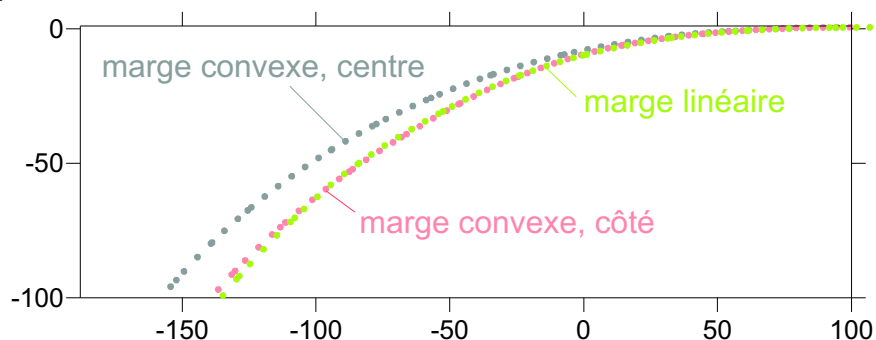
De même que pour la plaque chevauchante, l'augmentation du couplage interplaque via le coefficient de friction, perturbe le champ de contraintes dans la plaque plongeante. La figure IV.12d indique une zone extensive au front de la convexité, indiquant que la plaque avant plongement se déforme latéralement, afin d'épouser au mieux les contours de la marge convexe. On remarque alors le développement d'une bande compressive selon l'axe y au sein de la plaque plongeante, qui se localise au front de la convexité avec un pendage plus marqué que celui du contact interplaque. L'intensité de la contrainte horizontale σ_{xx} étant également fortement amoindrie au front de la convexité, cette bande pénétrative indique qu'un partitionnement de la déformation peut être accommodée par la plaque plongeante, via une zone potentielle de rupture.

Ces résultats indiquent que le glissement interplaque s'effectue soit parallèlement à la direction de convergence, dans le cas d'une friction nulle, soit selon une direction proche de celle de la plus grande pente le long du contact interplaque, dans le cas d'une friction non nulle. Dans ce dernier cas, la déformation obtenue dans la plaque plongeante est observée du fait des conditions en déplacement nul qui sont appliquées sur les bords latéraux des deux plaques.

Remarque sur la géométrie de la plaque plongeante

La subduction n'étant pas initiée au début de l'expérience, les géométries de la marge et de l'extrémité du panneau plongeant sont complémentaires. Ainsi pour une marge convexe, l'extrémité de la plaque subduite présente la courbure associée sur une largeur de 300 km. Cependant, la flèche des courbures étudiées n'étaient que d'environ 43 km dans les modèles présentés, cela n'affecte donc pas de manière significative la force de traction qui s'exerce sur la plaque plongeante. Les figures IV.1 ci-dessous comparent les pendages d'un modèle à marge linéaire à ceux d'un modèle à marge convexe (rayon $r = 283$ km, fig.IV.7). La profondeur minimale atteinte par la plaque subduite au centre de la convexité est identique à celle du panneau plongeant pour le modèle à marge linéaire. La force de traction attendue dans la plaque plongeante "courbe" est donc légèrement plus forte que celle du modèle à marge linéaire, au moment de la comparaison des profils. Ces figures confirment bien la part insignifiante de la courbure en extrémité de panneau plongeant, mais soulignent clairement l'importance d'une limite de plaque courbe ainsi que l'intensité du couplage interplaque dans le comportement de la plaque en subduction.

a) friction = 0



b) friction = 0.2

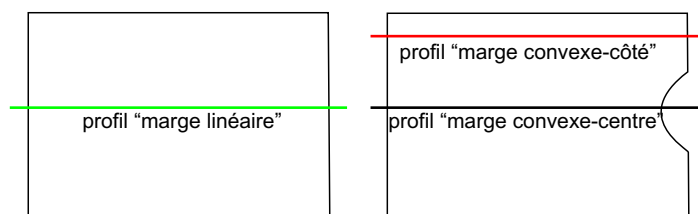
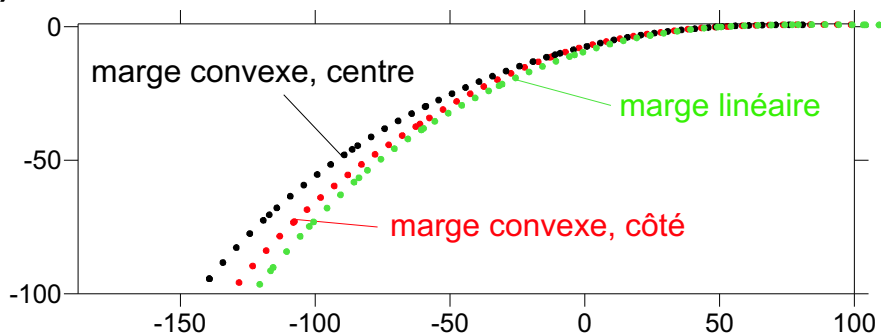


FIGURE IV.1 – Comparaison des pendages du panneau plongeant pour un modèle à marge convexe et un modèle à marge linéaire. (a) Pour un coefficient de friction interplaqué μ nul, le pendage du panneau plongeant de part et d'autre de la convexité est proche du pendage obtenu pour une marge droite, alors que le pendage au centre de la convexité s'en distingue fortement. (b) Pour $\mu = 0.2$, la plaque plongeante du modèle à marge linéaire présente un pendage plus marqué que celui obtenu pour un modèle à marge courbe, et ce quelle que soit son emplacement vis à vis de la courbure.

IV.2 Effect Of Margin Curvature On Plate Deformation In A 3-D Numerical Model of Subduction Zones

M.-A. Bonnardot, R. Hassani, E. Tric, E. Ruellan et M. Régnier, (*article soumis le 09/2006, à G. J. Int.*)

Abstract

The large amount of data acquired along most subduction zones underlines the importance of three dimensions in the subduction mechanism. In this work we use a fully three-dimensional mechanical numerical model to analyse the impact of the plate boundary geometry on the deformation of the upper plate. The model consists of two initially horizontal independent plates overlying an inviscid fluid and continuously pushed toward each other. The initial geometry of the contact zone between the two plates controls the stress regime and the strain pattern in the upper plate. The case with a linear plate boundary and orthogonal convergence is first considered and used as a reference model. With this simple model, the effects of some important parameters (i.e. the interplate friction and the lithosphere-asthenosphere density contrast) are investigated. Finally, cases with curved plate boundaries are considered, and the results are used to shed light on the importance of the dip direction of the interplate plane for the upper plate strain pattern. Unnecessary oceanward convexity causes an accumulation of the subducted material beneath the upper plate and induces an important uplift of the convex area. On the contrary, the material escapes from an oceanward concavity and provokes subsidence in the forearc zone. Such a behaviour induces preferential zones of weakness in the overriding plate and may allow for explaining some local stress regime variations along convergent margins.

Keywords : 3-D numerical modelling ; subduction zone ; lithosphere ; strain partitioning ; arc curvature

IV.2.1 Introduction

Oceanic subduction is a complex geodynamical process responsible for most of the large lithospheric deformation observed at the surface of the Earth. These deformations result from various interactions between the two involved lithospheric plates and between the subducting plate and the asthenospheric mantle flow. The similarities observed in different subduction zones led Uyeda and Kanamori [1979] to propose two major types of subduction, the Marianas- and the Chile-types. These types are respectively defined by an extensional and a compressive tectonic regime within the overriding plate. A larger amount of surveyed data allowed Jarrard [1986] and more recently Heuret and Lallemand [2005], Lallemand et al. [2005] and Sdrolias and Müller [2006] to refine this classification and to statistically identify the main parameters controlling the tectonic regime within the overriding plate.

In addition to the field data, the understanding of the subduction process greatly evolved through the laboratory and numerical modeling. Various rheological laws based on a fluid dynamics or solid mechanics approach are currently used with success to better resolved the complex interactions between the asthenospheric mantle and the slab behavior (i.e. Van Hunen et al. [2000], Billen et al. [2003], Funicello et al. [2003a], Arcay et al. [2005], Schellart [2005], Piromallo et al. [2006], Stegman et al. [2006], Morra and Regenauer-Lieb [2006]) and/or the overriding plate deformations (i.e. Shemenda [1993, 1994], Hassani et al. [1997], Buiter [2000], Gardi et al. [2003], Sobolev and Babeyko [2005], Govers and Wortel [2005]). Although some parameters, such as the plates velocity, the plate nature/density, the plates coupling or the subducting plate density show a particular relationship with the slab dip and tectonic regime [Scholz and

Campos, 1995, Hassani et al., 1997, Conrad et al., 2004, Lallemand et al., 2005, Faccenna et al., 2007, Sdrolias and Müller, 2006, De Franco et al., 2006, Manea and Gurnis, 2007], several segments of subduction zones remain out of the adopted classification. Examples include the anomalously high Altiplano in the Bolivian Orocline [Schellart et al., 2007], the along-strike variations of the dip angle of the Pacific subducting plate and some local variations of the tectonic regime observed in most of the upper plates.

Difficulties associated with classifying segments may come from the fact that most subduction models were established in 2-D and therefore neglected the lateral variations of the system. Recent simulation techniques now include the third dimension and can be used to re-assess some of the unresolved geodynamical questions, which appear to be key issues in the global understanding of the subduction process.

Up to now, the studies considering a 3-D geometry were mainly devoted to the feedbacks between the mantle flow and the slab in order to better understand slab dip variations, trench retreat and the resulting dynamic topography [Funiciello et al., 2003a, Piromallo et al., 2006, Stegman et al., 2006, Husson, 2006, Morra and Regenauer-Lieb, 2006, Morra et al., 2006, Royden and Husson, 2006]. However, they used either a viscous fluid approach or they neglected the overriding plate. Thus, the brittle behaviour of the overriding lithosphere and the mechanical coupling between both of the lithospheric plates involved in the surface deformation processes are not considered in their approach.

A 3-D solid mechanical approach including some interactions between the both lithospheric plates was proposed by Govers and Wortel [2005] to study the propagation of the lithosphere tearing. However, in their simulations they consider a model with a fixed geometry through time and their method can only provide an instantaneous response of the system to the body forces and boundary conditions.

In this contribution, we study the upper plate deformation related to lithosphere-lithosphere coupling, by focusing more precisely on the effects of the margin curvature. We did not attempt to explain the origin of the arc curvature that may result from various phenomena and was already discussed by many authors [Frank, 1968, Vogt, 1973, Vogt et al., 1976, Hager and O'Connell, 1978, Tovish and Schubert, 1978, Hager and O'Connell, 1979, Yamaoka et al., 1986, Mantovani et al., 2001, Schellart and Lister, 2004, Morra et al., 2006, Schellart et al., 2007], but instead we aim at resolving the effects of some along-strike variations of the margin geometry on the upper plate tectonic. To carry out this investigation we used a modified version of the ADELI 2-D numerical code [Hassani et al., 1997] that was expanded in 3-D.

IV.2.2 Mechanical and Numerical Modeling

The 3D model consists of two lithospheric plates of density ρ_l separated by a predefined fault and overlying an asthenospheric mantle of density ρ_a . This modeling only focuses on the first stages of the subduction process (< 7 Ma), from the beginning of the downgoing motion to the moment when the slab reaches the bottom of the upper mantle. At this time scale temperature the effect can be neglected and owing to the high viscosity contrast between lithosphere and asthenosphere, the plates behave like a solid medium while the upper mantle can be seen as a fluid material. Moreover, as in Shemenda [1993] or Hassani et al. [1997] we make the strong assumption that this fluid is inviscid. We use this simplification of the problem, since solid-fluid coupling problems are difficult to address and require special developments (see Morra and Regenauer-Lieb [2006], Bonnardot et al. [submitted]). However, the asthenosphere is characterized by a low value of viscosity below the oceans ($\sim 10^{19}$ Pa.s) [Cadek and Fleitout, 2003] and some recent simulations defining the slab behavior with respect to the mantle viscosity [Bonnardot et al., submitted] have shown that for asthenosphere viscosity values $\leq 10^{19}$ Pa.s, no significant variations of the slab dip and of the stresses transmitted to the upper plate were observed between an inviscid and a low viscous asthenosphere. We consider that these results may support our strong assumption.

IV.2.2.1 Governing equations

Because the inertial effects are negligible the time evolution of the model is governed by a quasi-static problem which consists finding the vector field $\mathbf{v} : \Omega_t \rightarrow \mathbb{R}^3$ and the symmetric tensor field $\boldsymbol{\sigma} : \Omega_t \rightarrow S^{3 \times 3}$ satisfying

$$\begin{cases} \mathbf{div} \boldsymbol{\sigma} + \rho_l \mathbf{g} = \mathbf{0} & \text{in } \Omega \\ \frac{D\boldsymbol{\sigma}}{Dt} = \mathcal{M}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{d}) & \text{in } \Omega \end{cases} \quad (\text{IV.1})$$

where $\Omega \subset \mathbb{R}^3$ is the physical domain occupied by the plates, $\boldsymbol{\sigma}$ is the Cauchy stress tensor, \mathbf{v} is the velocity vector, \mathbf{g} is the acceleration vector due to gravity, ρ_l is the lithosphere density and $\mathbf{d} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)$ is the Eulerian strain rate tensor. $\frac{D}{Dt}$ is an objective time derivative introduced in the context of large strain and/or large displacement to ensure material invariance through rigid body motion. The functional \mathcal{M} stands for a general constitutive law.

In addition, unilateral constraints must be taken into account on the contact area Γ (subduction plan) between the two plates. These constraints, given by the Signorini relation (no interpenetration condition) and the Coulomb friction law, read :

$$\begin{cases} \delta v_n \leq 0, \quad \sigma_n \leq 0, \quad \delta v_n \sigma_n = 0, \\ \|\boldsymbol{\sigma}_t\| \leq -\mu \sigma_n \quad \text{if } \delta \mathbf{v}_t = 0, \\ \boldsymbol{\sigma}_t = \mu \sigma_n \frac{\delta \mathbf{v}_t}{\|\delta \mathbf{v}_t\|} \quad \text{if } \delta \mathbf{v}_t \neq 0 \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

where δv_n and $\delta \mathbf{v}_t$ are, respectively, the normal and tangential components of the relative velocity between a point of one plate and its projection onto the other plate, μ is the effective Coulomb friction coefficient (assumed constant throughout the contact interface) and σ_n and σ_t are the normal and tangential stresses, respectively.

IV.2.2.2 Geometry, boundary conditions and constitutive laws

The two plates are initially horizontal and are separated by a dipping fault plane, $\alpha = 30^\circ$ (fig.IV.13). The horizontal dimensions of the whole mechanical model are 1000 km long and 500 km wide. The problem (IV.1)-(IV.2) is solved with the following boundary conditions (see also Fig.1) : (1) An hydrostatic pressure P_a is acting on each part of the lithosphere in contact with the asthenospheric fluid ; (2) a zero normal velocity is applied on all vertical edges excepted on that of the downgoing plate where a normal velocity of 6 cm/yr is prescribed.

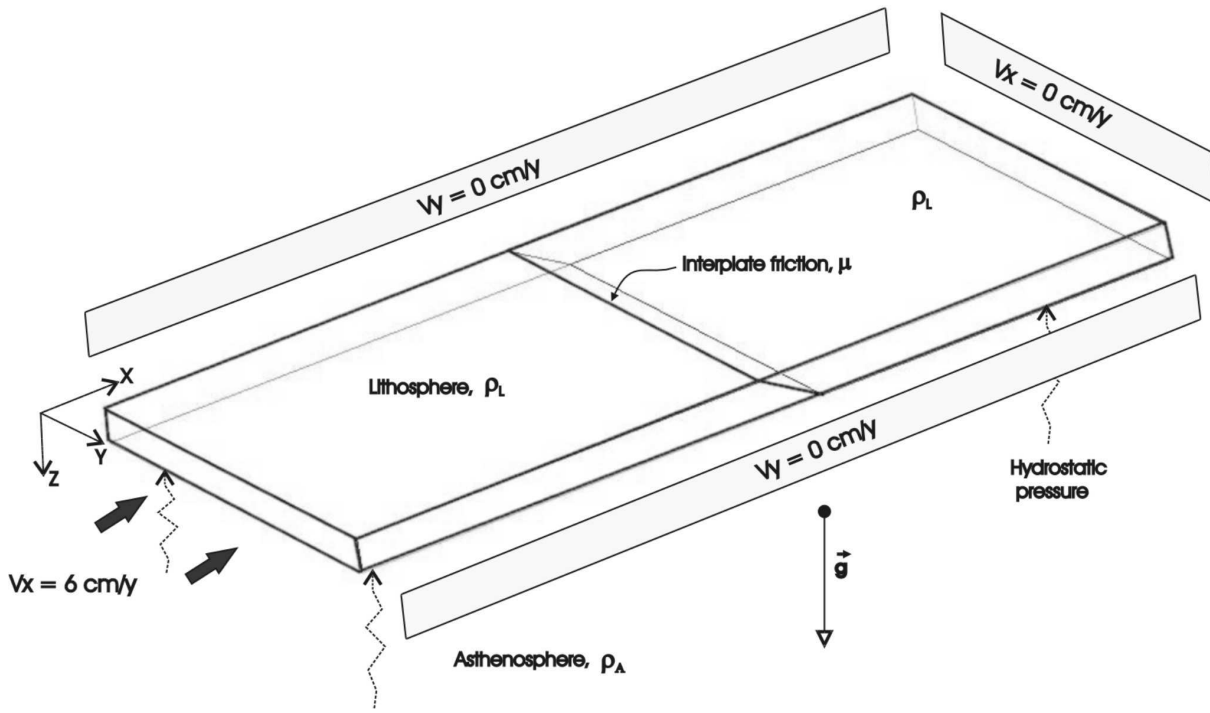


FIGURE IV.2 – *Boundary conditions of the 3-D models. The lithosphere is underlain by an inviscid asthenospheric fluid. Both the lithosphere and the asthenosphere are characterized by specific densities (ρ_L and ρ_A respectively). The asthenosphere acts at the base of the lithosphere through a hydrostatic pressure. The subduction plane is defined by a friction coefficient, μ . The whole model is loaded by body forces, \vec{g} . The upper surface is a free surface. A horizontal velocity is applied at the downgoing plate boundary. The model is 1000 km long, 500 km wide and 40 km thick.*

Because the plates are compressible, the density contrast $\rho_l - \rho_a$ between an element of the slab and an element of the incompressible surrounding mantle would increase in an unrealistic way as the element goes down. A compressibility modulus β is therefore introduced for the upper mantle and the state equations are integrated to give the density and the pressure distribution in the asthenosphere :

$$\begin{cases} \rho_a(z) &= \rho_a^0 / (1 - \beta \rho_a^0 g z) \\ P_a(z) &= -\frac{1}{\beta} \ln(1 - \beta \rho_a^0 g z) \end{cases} \quad (\text{IV.3})$$

where $g = \|\vec{g}\|$ and ρ_a^0 is the value of the asthenospheric density at the base of the lithosphere.

Many constitutive laws can be tested to model the behaviour of the plates. For the sake of simplicity elastic and elastoplastic rheologies were used in this work but the results presented therein concern only the case of elastoplastic plates. The use of such a rheology is supported by the fact that we neglected the lower part of the lithosphere assuming that its mechanical resistance is too low to transmit any significant tectonic stresses. Thus the thickness of the plate used in this model represents the equivalent mechanical thickness of the lithosphere limited in depth by the 600°C isotherm [Turcotte and Schubert, 1982] and it is not its actual thickness. Therefore the thickness is fixed to 40 km which approximately corresponds to a 80 Ma oceanic plate (*e.g.* Kirby [1983]).

In the elastic domain the constitutive law is simply given by

$$\mathcal{M}(\sigma, d) = 2Gd + \lambda \text{tr}(d) \mathbf{I} \quad (\text{IV.4})$$

Parameters	Values
Young Modulus, E	10^{11} Pa
Poisson Ratio, ν	0.25
Cohesion, c	10 MPa
Friction angle, ϕ	15°
Lithosphere density, ρ_l	3100-3300 kg/m ³
Asthenosphere density, ρ_a	3200 kg/m ³
Effective friction coefficient, μ	0-0.2

TABLEAU IV.1 – *Mechanical parameters used for the simulations*

where λ and G are the Lamé parameters, \mathbf{I} is the identity tensor and tr the trace operator. Typical values for the lithosphere are chosen for associated Young's modulus (10^{11} Pa) and for Poisson's ratio (0.25).

In order to mimic a pressure dependent yield strength we use the elastoplastic Drucker-Prager model [Desai and Siriwardane, 1984] for which the yield function is given by

$$F(\boldsymbol{\sigma}) = J_2(\boldsymbol{\sigma}) + \alpha I_1(\boldsymbol{\sigma}) - \alpha P_0 \leq 0 \quad (\text{IV.5})$$

where $J_2(\boldsymbol{\sigma}) = \sqrt{3/2} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}$ is the second invariant of the deviatoric part of the stress tensor, $I_1(\boldsymbol{\sigma}) = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3$ its isotropic part, $\alpha = 6\sin(\phi)/(3 - \sin(\phi))$ and $P_0 = c/\tan(\phi)$ with c the cohesion and ϕ the friction angle. The materials parameters used in this study are listed in table IV.1.

IV.2.2.3 Numerical aspects

An approximated solution of the problem (IV.1)-(IV.2) is computed by the numerical code ADELI which has been used in many geodynamical applications either in 2D context or in 3D ones. This code use the finite elements method for the spatial discretization and an explicit finite difference scheme for the time discretization based on the dynamic relaxation method (*e.g.* Underwood [1983], Cundall & Board [1988]). More details about previous versions of this code can be found in Hassani et al. [1997] and in Chéry et al. [2001]. The current version uses an external tetrahedral mesh generator, the GMSH tool [Geuzaine and Remacle, 2004], which allows us to mesh any given body. The surface boundaries are then constituted with triangular facets and a special processing in the computation of surface forces is needed at each time step for those facets which progressively go into the asthenosphere. The contribution of an entirely immersed facet, \mathcal{T} , to the equivalent nodal forces at node i of \mathcal{T} is classically given by

$$\mathbf{F}_i = - \int_{\mathcal{T}} P_a \phi_i \mathbf{n} dS \quad (\text{IV.6})$$

where $\phi_i(\mathbf{x})$ is the finite element basis function attached to the node i and \mathbf{n} is the outward unit normal. Using the finite element approximation on the triangular facet $P_a \approx \sum_j P_a^j \phi_j$ where P_a^j is the pressure at the node j of the facet, the integral in (IV.6) can be explicitly computed for 3-noded linear triangle. Now, if the facet is partially immersed in the asthenosphere, the integral is taken only over the immersed area $\mathcal{T}_{im} \subseteq \mathcal{T}$ for which the geometry must be first determined. For this purpose we proceed as follows : the polygonal line L corresponding to the lower contact between the overriding plate and the slab is first determined and the intersection between the facet \mathcal{T} and L is checked. If $\mathcal{T} \cap L$ is a segment, \mathcal{T}_{im} is a triangular or a quadrangular area. In the first case, the computation of the nodal forces \mathbf{F}_i follows the same way as in the immersed case while in the second case we define \mathcal{T}_{em} as the complementary triangular area and use the formula $\int_{\mathcal{T}_{im}} = \int_{\mathcal{T}} - \int_{\mathcal{T}_{em}}$ to bring back all integral over triangular zones. If $l = \mathcal{T} \cap L$ is a polygonal line we approximate it by simply joining the two points of l that are on the boundary of \mathcal{T} .

Several tests were performed to check the numerical accuracy of the results and a mesh resolution of 95000 elements with an element size of 11 km and 12 km, was finally used for the simulations.

IV.2.3 3-D orthogonal convergence

The first set of 3-D experiments corresponds to the reference geometry, in which the margin is linear and is subjected to an orthogonal convergence (fig.IV.13). With the presented results we show the major effects of two fundamental parameters, the density contrast between the lithosphere and the asthenosphere ($\Delta\rho = \rho_l - \rho_a$) and the interplate friction coefficient, on the shallow slab geometry and the topography and the stress in the plate. These 3-D experiments are similar to the 2-D experiments of Hassani et al. [1997].

The figure IV.3 presents the time evolution of the deformation intensity in the reference case, which is characterized by $\Delta\rho = 0$ and $\mu = 0$. The figure shows that for an elastoplastic slab, a great part of the bending deformation acquired during subduction initiation is permanent and remains within the upper part of the subducting plate. This causes the slab to roll up and gives rise to significant curvature of the plate in the upper mantle, inducing the rolling up of the slab. In contrast, an elastic rheology makes the slab to subduct regularly with the initial dip of 30° .

IV.2.3.1 Effects of the density contrast

The lateral variations of the age of the seafloor and/or the nature of the subducting plate (oceanic asperities like seamounts, plateaus, island arcs...) modify the slab pull force and influence the behavior of the slab. As previously observed by Shemenda [1993, 1994], variations of the density contrast enhance significant changes in the slab geometry and in the deformation pattern within the upper plate. For a negative density contrast (the slab is lighter than the asthenosphere) (fig.IV.4a), the slab subducts and when a sufficient length is reached, the resulting bending moment, which increases with the slab length, leads to the underplating of the slab beneath the overriding plate. On the contrary, a positive density contrast (the slab is denser than the asthenosphere) (fig.IV.4b) induces the sinking of the slab which tends to become vertical. Specific topographies of the upper plate are dependent on the variations of density contrast and slab geometry, which affect the interplate pressure applied on the subduction plane. We observe that regardless of the density contrast between the lithosphere and the asthenosphere, there is no strain propagation landward and strain is always restricted to the arc area.

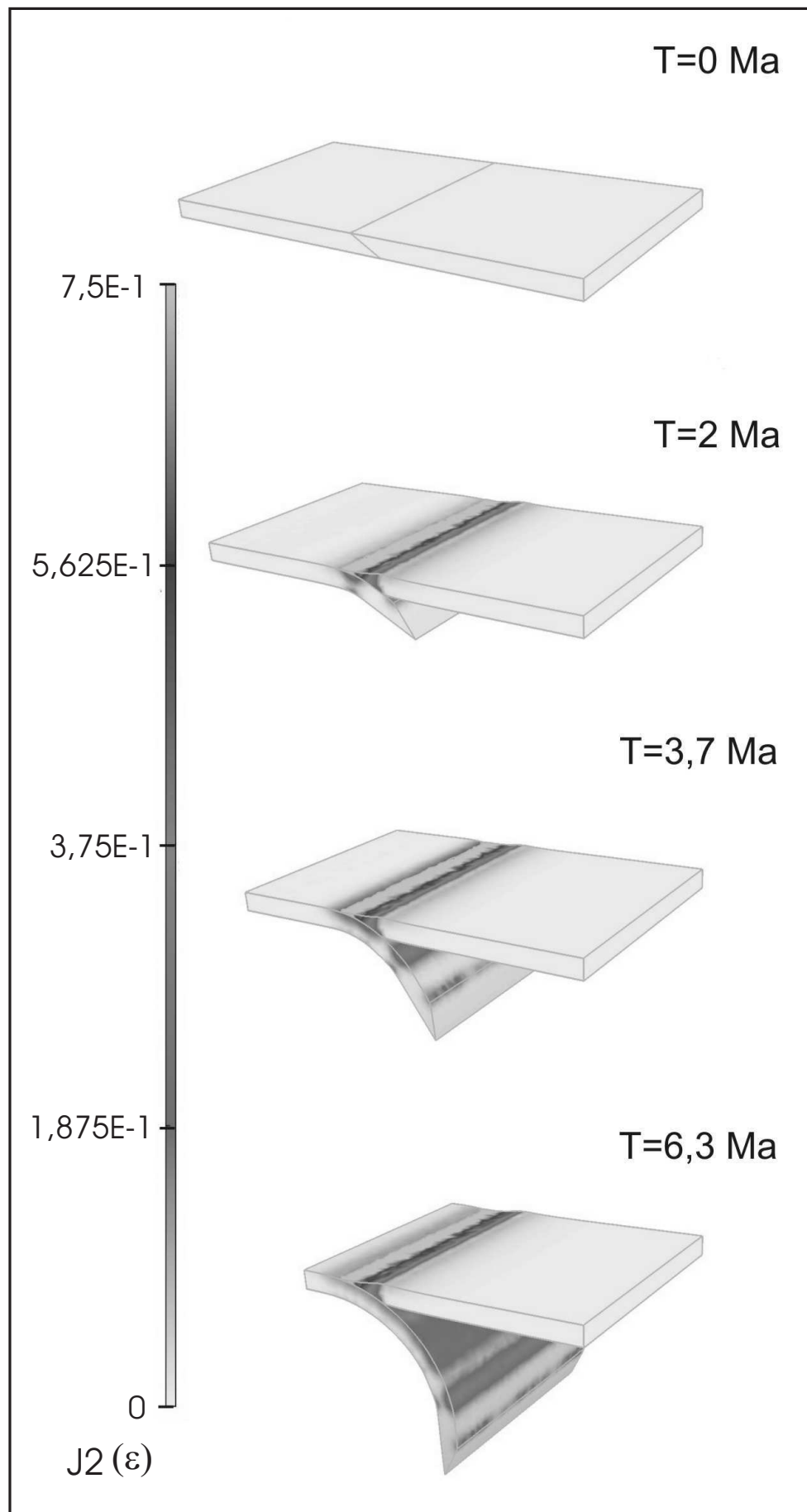


FIGURE IV.3 – Time evolution of the reference case showing the second invariant of the deviatoric strain tensor. An elastoplastic rheology is used with $\Delta\rho = 0$ and $\mu = 0$. The results are plotted with the Medit visualization software [Frey, 2001].

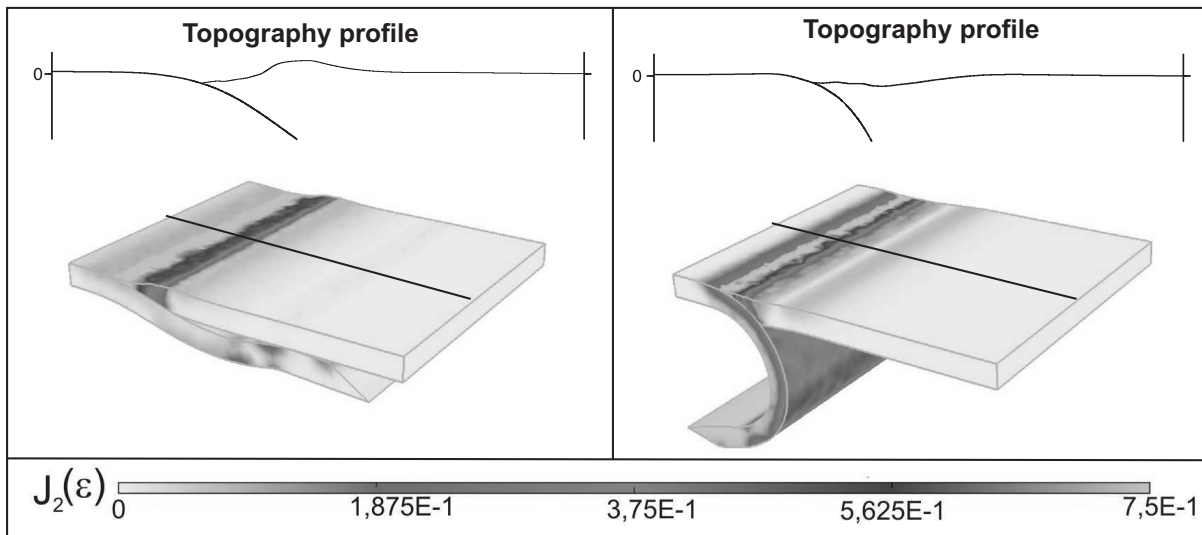


FIGURE IV.4 – *Effects of the density contrast on the slab behaviour and the upper plate deformation for $T = 6.3$ Ma. An elastoplastic rheology is used for both models. (a) $\Delta\rho = -100$ kg/m³ and $\mu = 0$; (b) $\Delta\rho = 100$ kg/m³ and $\mu = 0$.*

IV.2.3.2 Effects of the interplate friction

The interplate friction is also a fundamental parameter in the evolution of a subduction zone, since it controls the plate coupling and induces an increase of the compressive component in the overriding plate. In nature, a strong interplate coupling is likely associated with tectonic erosion that is enhanced, for instance, by topographic irregularities at the top of the subducting plate. On the contrary, a low coupling is preferentially associated with sedimentary accretion along the margin. However, recent studies showed that the interplate coupling may vary drastically due to the structure of the subduction channel, which may locally induce a strong fluid overpressure along the interplate contact and favor the subduction erosion process [Sage et al., 2006].

Figure IV.5 displays the topography profiles from elastoplastic models with a $\Delta\rho = 0$ and interplate friction μ ranging from 0 to 0.3. The fact that many processes such as erosion, thermal effect lithosphere rheology and lithosphere-asthenosphere coupling are not accounted for in our modeling, may explain the unrealistic topography of the upper plate. First, we see that if no interplate friction is applied along the subduction plane, the resulting margin topography is quite smooth and a highly deformed area develops in a localized region within the margin. On the contrary, with higher friction, the margin exhibits a very steep slope and the deformation is not restricted to the margin but appears to be pervasive into the upper plate. In nature subduction zones with a high plate-slab coupling, which is revealed by high magnitude earthquakes, are mainly recorded along the Andean margin. The upper plate in these regions is subjected to a large compressional regime characterized by fold-and-thrust belts and margin topography with steep slopes. In contrast, subduction zones with a very low interplate coupling (lower magnitude seismicity) in the SW Pacific ocean are mainly characterised by an extensional regime in the upper plate [Pacheco et al., 1993, Scholz and Campos, 1995, Conrad et al., 2004].

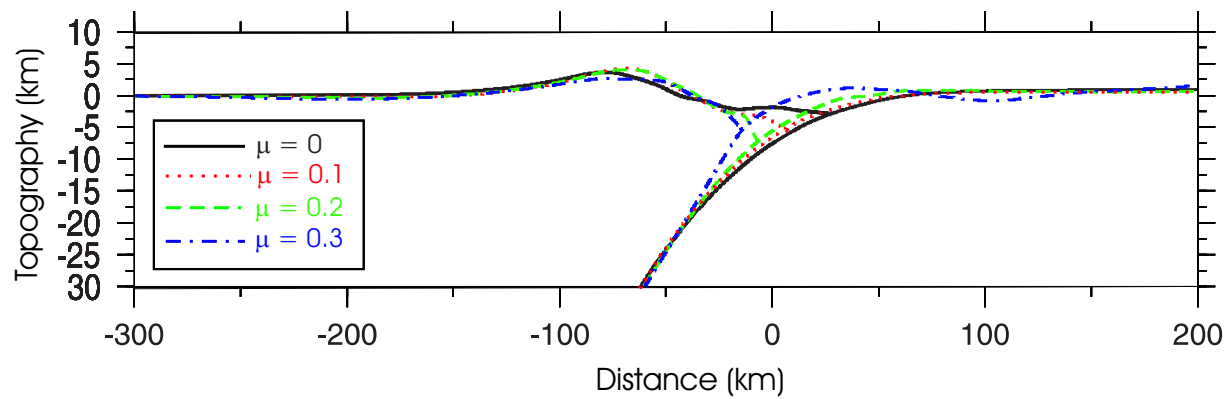


FIGURE IV.5 – Effects of the friction coefficient on the upper plate topography for $T = 6.3$ Ma. These simulations were performed with an elastoplastic model using $\Delta\rho = 0$ and friction coefficients range from $\mu = 0$ to $\mu = 0.3$.

For very high values of the friction coefficient ($\mu = 0.3$), our models show that the subduction is inhibited. We also observe that all of the compression is first accommodated by the buckling of the slab and then by the transmission of this compression to the upper plate (fig.IV.6). A similar phenomenon is observed in the Indian Ocean where a large wave length undulation of the sea floor occurs due to the locking of the Himalayan collision [Neprochnov et al., 1988, Krishna et al., 1998]. The models presented in this work show that the evolution of the upper plate topography is intimately linked to the compressive component transmitted from the slab. Steep topography reveals a strong compressive stress transmitted to the upper plate, whereas smooth topography is associated with weak coupling and an extensional stress regime. Thus topographic observations could be a good indicator of the intensity of the interplate coupling.

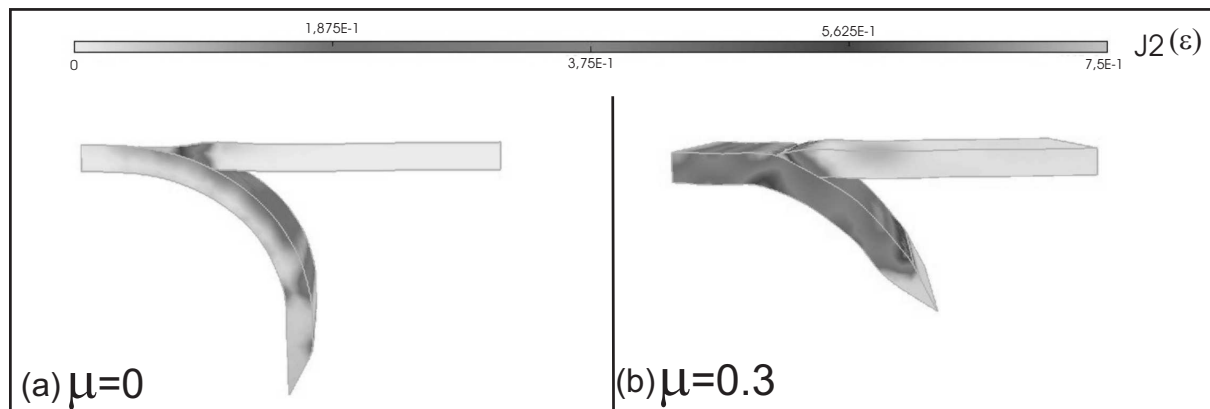


FIGURE IV.6 – Effect of a strong friction coefficient ($\mu = 0.3$) on the plates deformation for $T = 6.3$ Ma. An increase of the interplate friction leads to an increase of the internal deformation of the subducting plate up to the buckling of the slab's trailing plate (b). This result can be compared to the reference model in figure IV.3 performed with $\mu = 0$.

IV.2.4 Curved margin geometries

In comparison to the reference case, we performed some simulations with convex and concave margins to analyse the stress regime induced by such geometries. The initial model is displayed in figure IV.7. To avoid boundary conditions effects, a linear segment is placed on each side of the curved area that ensures a free evolution of the mesh elements in the convexity. We present the results for $\Delta\rho = 0$ and $\mu = 0$ in both geometries. A range of density contrasts ($\Delta\rho = \pm 100 \text{ kg/m}^3$), interplate friction coefficients ($\mu = 0 - 0.3$) and values of margin curvature ($r = 160, 283$ and 400 km) were tested to determine their respective effect on the upper plate deformation. The curvature values were defined at the Earth's surface, since most of the arcs and trenches can be fit by the arc of a circle (see fig.IV.7 for more details). In our examples the radius values $r = 160, 283$ and 400 km could be compared to the Marianas, the Aleutian and the Ryukyu subduction zones, respectively. As noted by Jarrard [1986], these determinations are subjective, since some regions like Kurile-Kamchatka or Aleutian-Alaska may be defined by a single long arc or by several portions of smaller arcs. Moreover, these curvature values are viewed in a cartesian geometry and would be consequently reduced but not entirely balanced in considering the Earth sphericity. In the computations, the convergence is orthogonal to the linear boundaries.

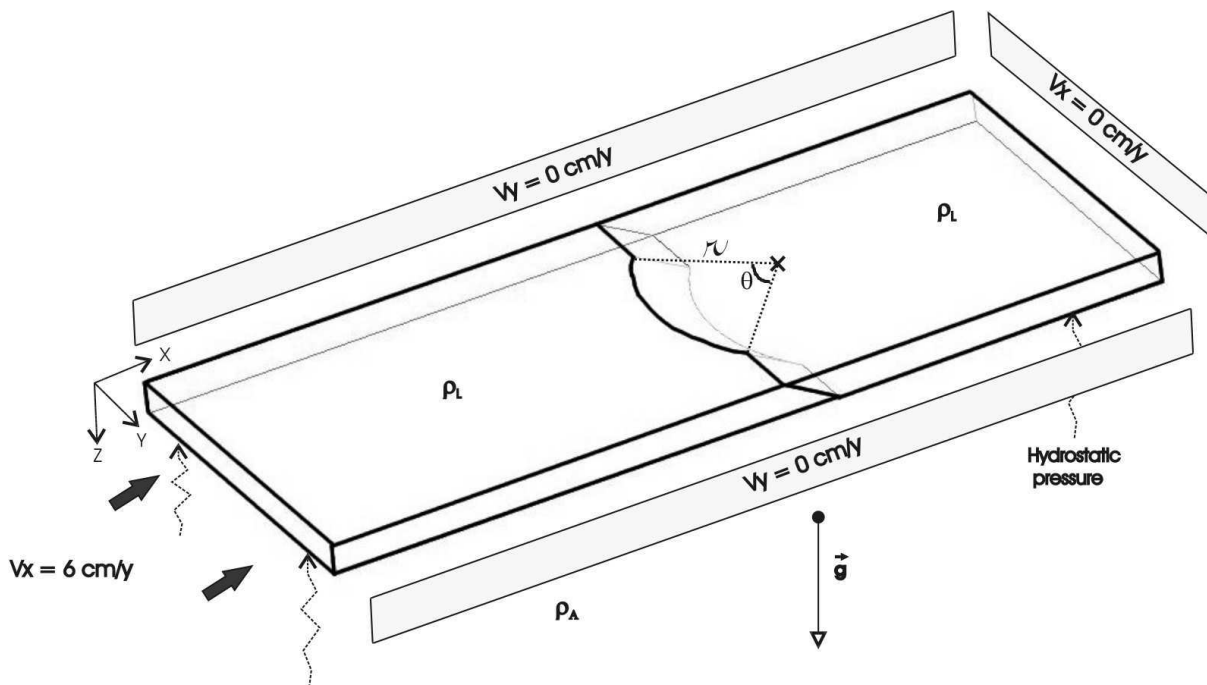


FIGURE IV.7 – Initial geometry for a convex model. In the model, the arcuate arc shape is amplified through a decrease of the radius value. This value is determined from the ratio between the length of the circle chord and the maximum distance between the chord and the arc of circle. The boundary conditions are similar to those used in the reference model.

IV.2.4.1 Effects of the curvature

Figure IV.8 shows the results obtained for $\Delta\rho = 0$, $\mu = 0$ and $r = 283 \text{ km}$. Compared to the reference case ($r = \infty$), a geometric discontinuity in the margin induces an irregular strain pattern within the upper plate (fig.IV.8a and d). In the convex margin model (fig.IV.8a-c), the highest strain is mainly localised in the convex area, which is characterized by the highest topography. On the contrary, the front of the concave zone (fig.IV.8d-f) is represented by a subsident region surrounded by two uplifted zones, due to

their approximated convex shape. These specific topography patterns are related to the dip direction of the interplate contact, since in the presented results the interplate pressure is always parallel to the trench normal component. Thus a convex boundary will imply convergent stresses in the upper plate, while divergent stresses will be induced for a concave boundary. The effect of such a mechanism on the topography can be significant, since the figure IV.9 shows that for the smallest convex curvature we modeled ($r = 283$ km), the topography in the convex area can be twice as high as in the reference linear case. Figure IV.9 also shows that whatever the curvature value, a convexity always induces compression and uplift of the margin, whereas a concavity is related to extension and subsident margin. This upper plate behavior is likely related to the slab dip at the plate interface (fig.IV.9), which is shallower along a convex margin than along a linear margin and steeper along a concave margin.

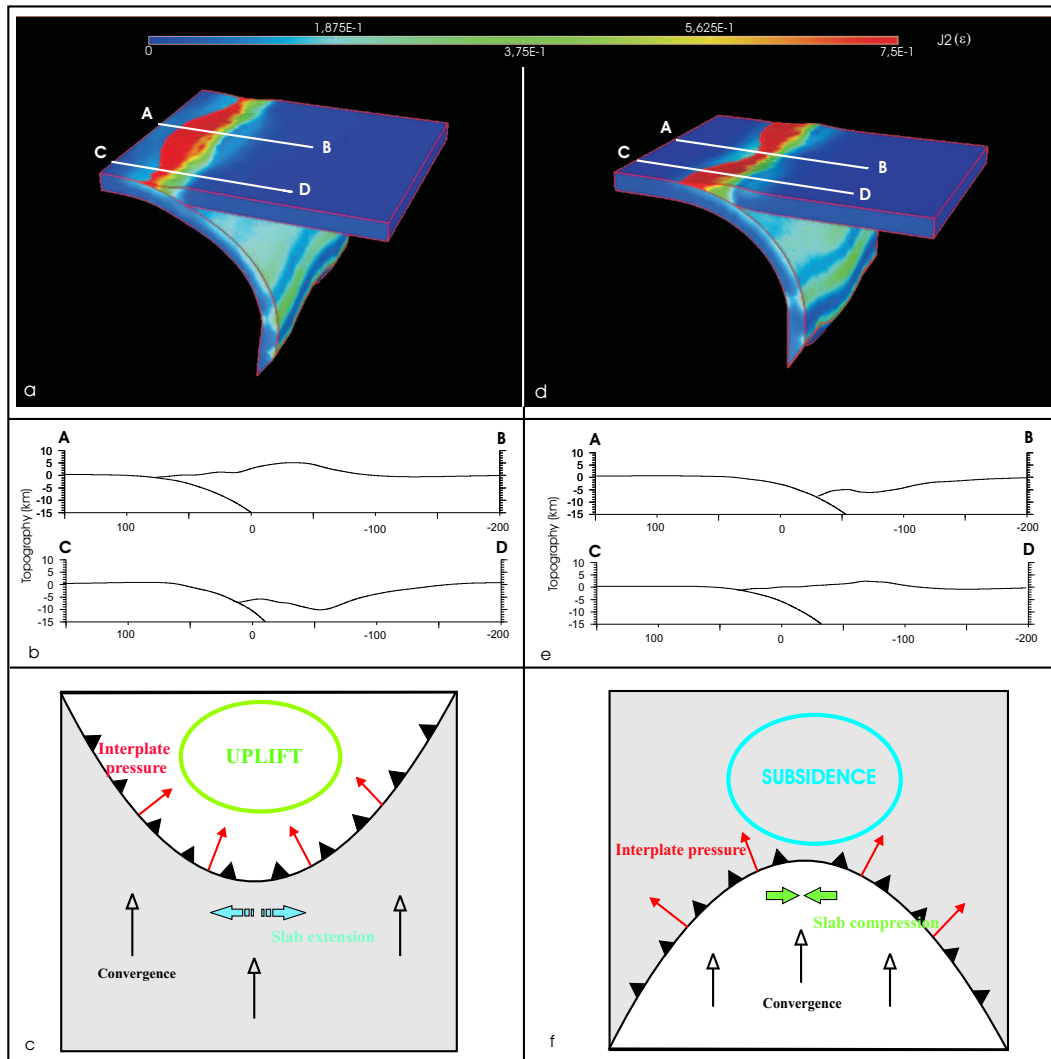


FIGURE IV.8 – (a) and (d) strain pattern for convex and concave geometry using $\Delta\rho = 0$ and $\mu = 0$. The convex area is defined by the highest topography, while the concave area is subjected to a strong subsidence. (b) and (e) Comparison between the topography profiles obtained for a convex and a concave model ; (c) and (f) Schematic representation of the mechanism responsible for this deformation pattern. These models were performed with $r = 283$ km, $T = 6.3$ Ma. (c and f modified from Boutelier [2004]).

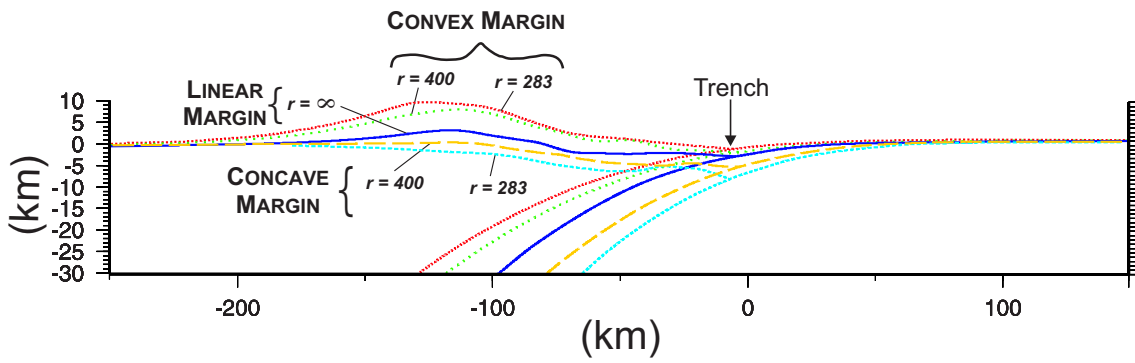


FIGURE IV.9 – Topography profiles obtained for different values ($r = 283$ km, 400 km and ∞) and types of curvature (concave to convex shape).

IV.2.4.2 Effects of the density

For the linear reference case, we observed that a positive density contrast ($\Delta\rho = 100\text{kg/m}^3$, and $\mu = 0$) induces the formation of a forearc basin due to the hydrostatic suction along the interplate contact [Hassani et al., 1997] (fig. IV.4b). With a convex geometry, this strong forearc subsidence is only observed on each side of the convex area, corresponding to the linear boundaries (fig. IV.7), where the lateral forearc basins reach up to 10 km in depth. An extensional stress regime prevails in the upper plate behind the two linear margins (fig. IV.8). With a positive density contrast, the convex arc zone is still characterized by significant uplift (4.3 km high) (fig. IV.10a) and compressional stresses. In the same way, a concave model with a negative density contrast induces a forearc basin in front of the concavity. This forearc basin is amplified with positive density contrast and reaches up to 12 km in depth in our models (fig. IV.10b). It induces a strong extensional regime landward, while the two lateral areas similar to convex margins record an uplift.

We conclude that a curved margin ($r = 283$ km) is less sensitive than a linear margin to the variation of $\Delta\rho$ (figs. IV.4 and IV.10). For the range of values we simulated, the curvature parameter seems to have a stronger effect on stress regime within the upper plate than density contrast.

IV.2.4.3 Effects of the interplate friction

An interplate friction coefficient makes the strain more pervasive into the overriding plate and reduces the margin convexity due to the higher compressive stress transmitted to the upper plate (fig. IV.11). The deformation is mainly located within the curved area (fig. IV.11b) and it may be considered as preferential zones for initiation of strike-slip faults McCaffrey and Nabelek [1998], since this area is subjected to an extensional stress field in the y-axis direction (fig. IV.12b).

An increase of the interplate friction also produces some important variations of the stress regime within the shallow slab (fig. IV.12). High interplate friction coefficient leads to a stronger flexure of the slab, which tends to bend around the convex margin. This bending is underlined by a compressive regime localised along the convex margin in surface and parallel to the interplate plane downward (cross-section in fig. IV.12b). However, an extensional area in the y-axis direction is clearly identified between this compressive area and the interplate plane. This observation indicates that a lateral escape of the upper part of the slab is induced by the convexity and a strong interplate coupling. This behaviour is amplified with an increase of the margin curvature. These results are in good agreement with those obtained by Bouteiller [2004], who suggested that this extensional phase could support the rock exhumation along convex margins.

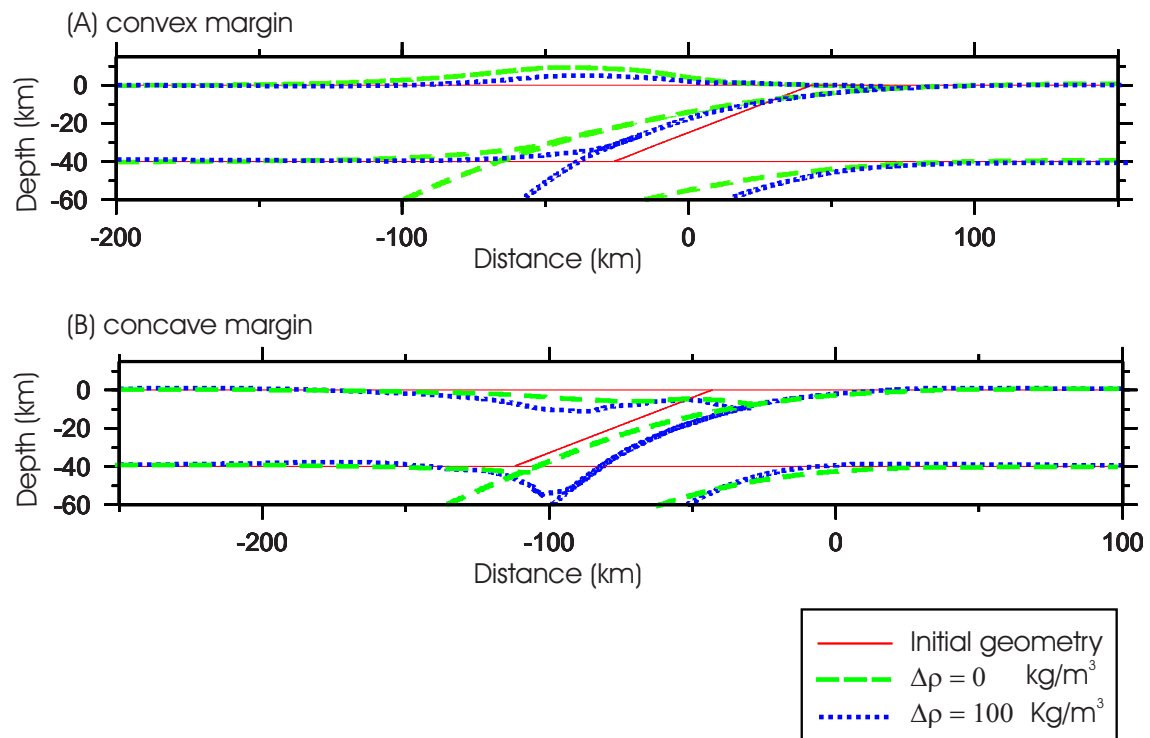


FIGURE IV.10 – The cross-sections are built at the end of the computation in the middle of the models (see cross-section A-B in fig. IV.8). For a zero interplate friction, the curvature parameter seems to control the stress regime and the resulting topography.

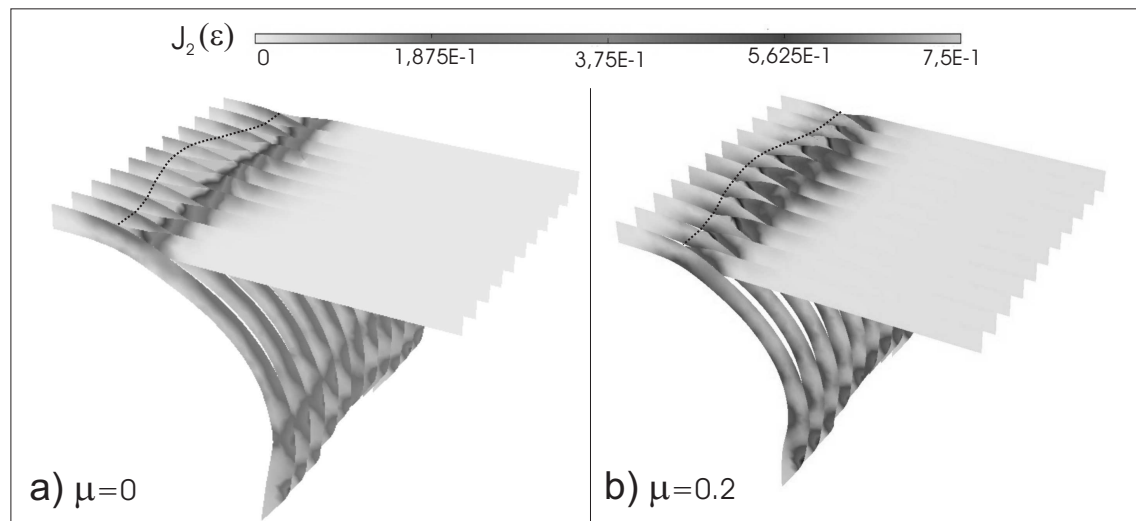
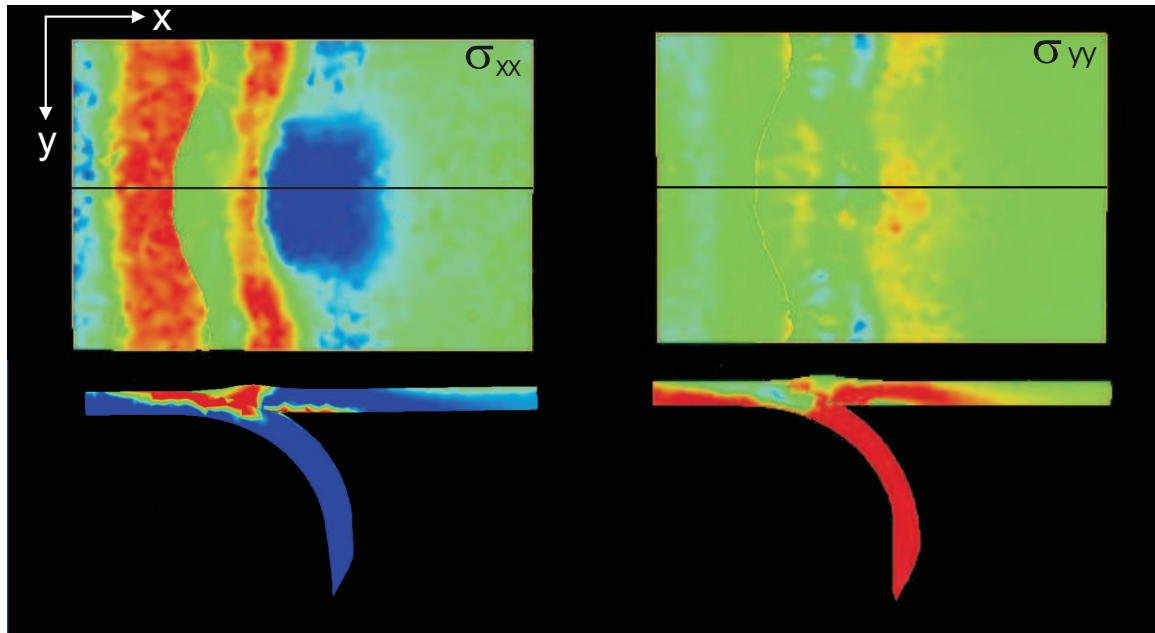
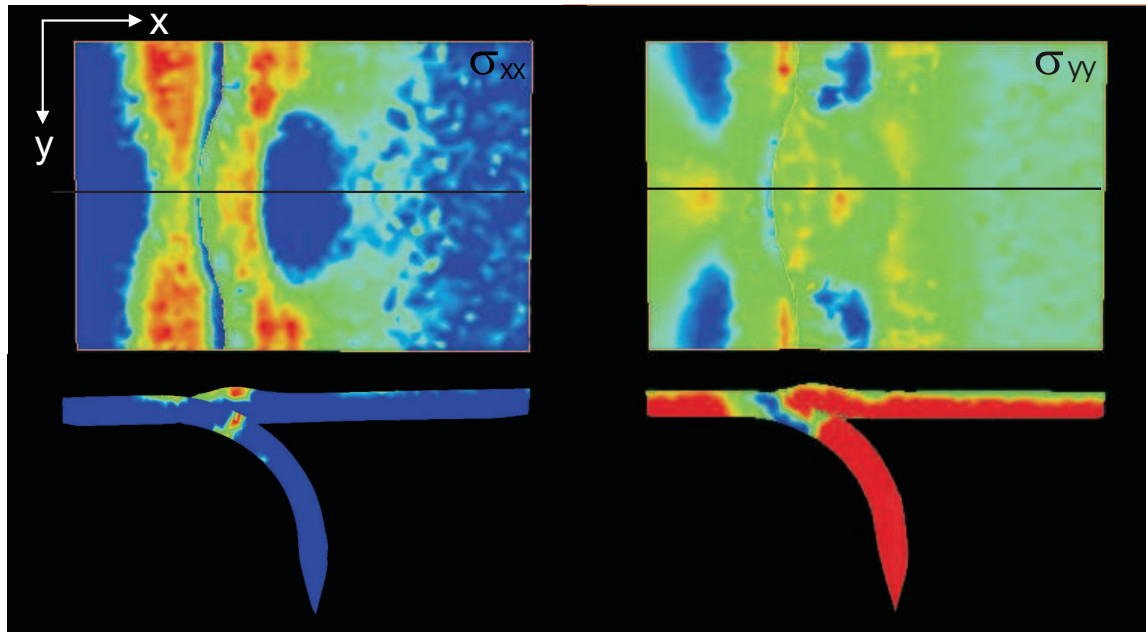


FIGURE IV.11 – Comparison in cross-section of convex models obtained for $\Delta\rho = 0$. a) $\mu = 0$ and b) $\mu = 0.2$. Note that the strong penetrative deformation is mainly localised into the convex area. These results are obtained at the end of the simulation.

a) $\mu = 0$ b) $\mu = 0.2$ Deviatoric stress σ (Pa)

-5e7 -2.5e7 0 2.5e7 5e7

Compression

Extension

FIGURE IV.12 – Comparison of the horizontal deviatoric stress σ_{xx} and σ_{yy} for a convex margin geometry ($\Delta\rho = 0$ and $r = 283$ km) : (a) interplate friction coefficient $\mu = 0$; (b) interplate friction coefficient $\mu = 0.2$. See the text for discussion.

IV.2.5 Discussion

With the numerical setup used in this study, the results show that for a linear margin, extensional or compressional tectonic regime within the upper plate is obtained depending on the density and the inter-plate friction coefficient parameters. The introduction of a margin curvature appears to mainly control the tectonic regime, since an oceanward convex shape induces a margin uplift related to the compression regime. In contrast, the margin in front of an oceanward concave margin undergoes a subsidence and induces an extensional regime in the upper plate. Moreover, this convex/compression and concave/extension association is observed regardless of the magnitude of curvature. These results are similar to those obtained by Boutelier [2004], despite their different setup. Thus, a slight change in the margin geometry from convex to linear or even concave geometry would induce a significant variation of the stress regime within the upper plate.

However, the comparison between our results with field observations cannot be attempted directly, since we didn't take into account mantle flow effects on lithosphere evolution. For instance, the results display unrealistically high values of topography that may be explained by the absence of a full lithosphere-asthenosphere coupling. Furthermore, a significant fraction of the topography was shown to be dynamically controlled by the lithosphere-asthenosphere interactions (Billen et al., 2001 ; Husson, 2006). These calculations reasonably reproduce observed topography without including a realistic elasto-visco-plastic rheology for the lithosphere.

Nonetheless, some important results arise from this study, and they require particular attention in comparison to the field observations.

The best example of an oceanward concave margin is the Bolivian Orocline in South America. The comparison of this natural analogue with our results is a bit ambiguous because the Bolivian Orocline, which is one of the largest mountain ranges, is lying in a predicted extensional area. Interpretations of data from several workers suggest that crustal shortening alone can not account for the total thickening of the region [Allmendinger et al., 1997, Rochat et al., 1999, Gregory-Wodzicki, 2000]. The Altiplano is indeed made of an anomalously large amount of magmatic intrusions that may contribute to a large fraction of the crustal thickening. The analysis of the slab dip evolution through time and the variations of the convergence rates suggest that the extended magmatic episodes would be likely related to extensional tectonics in the fore-arc and arc areas during the initial stage of the Central Andes build-up [Jordan et al., 2001] (T. Sempere, personal communication). The numerical results presented in this work give new insights about this interpretation, since they show that the concave shape of the andean margin can trigger such an extensional regime.

Oceanward convex margins, which are the most common geometries, can be likely illustrated by the Marianas subduction zone. Contrary to our results that predict a compression within a convex upper plate, a well-established back-arc basin is observed behind the Marianas volcanic arc. Husson [2006] showed that the resulting dynamic topography was likely explained by the subduction-induced stresses of the underlying viscous mantle, which suggests that a back-arc basins are mainly controlled by the mantle flow [Sdrolias and Müller, 2006]. However, Stern and Smoot [1998] noted a regional uplift in the arc and forearc zones localised in the southern convex part of the Marianas that is subjected to an orthogonal convergence. This local feature is not predicted by the dynamic topography models, but instead is in good agreement with our results. Thus, like in the Central Andes region, this correlation would likely reflect the importance of modelling the third direction to explain some punctual variations of the tectonic regime.

Finally, we can also attempt to compare the results to the initial stages of the back-arc basin opening. The location of an arc rupture can vary in subduction zones [Hawkins et al., 1984]. For example the mostly linear Palau-Kyushu ridge split on its *backarc side* [Okino et al., 1998, 1999], while the Mariana arc rifted on its *forearc side*, which isolated most of the initial arc in the current remnant ridge [Bloomer

et al., 1989]. A similar phenomenon occurred in the Tonga subduction zone where the old Tonga volcanic arc from $15^{\circ}S$ to $18^{\circ}30'S$ forms part of the Lau remnant ridge that separated from the current active Tofua volcanic arc. This observation suggests that the Lau back-arc basin initiated also in the fore-arc domain [Hawkins et al., 1984, Bonnardot et al., 2007]. The Marianas and Tonga subduction zones have a common point related to the subduction of a significant bathymetric feature, the Osagawa plateau and the Louisville Seamount Chain, respectively. The collision between a seamount and the margin generates an oceanward concave margin that results in a forearc basin [Collot and Fischer, 1989]. We show in this study that a slight change in the margin geometry might modify the stress regime within the upper plate. Thus, together with the landward migration of the overriding plate [Sdrolias and Müller, 2006], the geometrical consequences induced by a ridge subduction could act as a precursor to preferentially split the volcanic arc in the forearc side. Once the back-arc extension is established, the global mantle flow dynamic would control the evolution of the regional system.

IV.3 Conclusion

In conclusion, the 3-D ADELI numerical code is an appropriate tool for studying the effects of the plate-plate coupling on the lithospheric deformation in subduction zone and does allow the resolution of some local strain pattern variations unexplained by global mantle dynamics processes.

We showed in this work that an oceanward convex margin induces a compressive stress regime in the upper plate, which is uplifted. On the contrary, an oceanward concave margin is subjected to an extensional stress regime resulting in the formation of a forearc basin. For the range of parameters we used, such a behavior was independent of the contrast of density between the lithosphere and the asthenosphere and to the interplate friction coefficient. Thus, this study supports the fact that the third dimension is fundamental when dealing with lithospheric deformations. Future work might attempt to quantify the strain partitioning associated with oblique convergence and oceanic asperities subduction, since various 3-D geometries for both the overriding and subducting plates can now be taken into account with this numerical code.

Bibliographie

- Allmendinger, R., Jordan, T., Kay, S., & Isacks, B., 1997. The evolution of the Altiplano-Puna plateau of the Central Andes, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **25**, 139–174.
- Arcay, D., Tric, E., & Doin, M.-P., 2005. Numerical simulations of subduction zones - Effect of slab dehydration on the mantle wedge dynamics, *Phys. Earth Planet. Int.*, **149**, 133–153.
- Billen, M. I., Gurnis, M., & Simons, M., 2003. Multiscale dynamics of the Tonga-Kermadec subduction zone, *Geophys. J. Int.*, **153**, 359–388.
- Bloomer, S. H., Stern, J. R., & Smoot, N. C., 1989. Physical volcanology of the submarine Mariana and Volcano arcs, *Bull. Volcanol.*, **51**, 210–224.
- Bonnardot, M.-A., Regnier, M., Ruellan, E., Christova, C., & Tric, E., 2007. Stress field in the overriding plate of the tonga-kermadec subduction zone, *Tectonics*, **25**, TC5017, doi :10.1029/2006TC002044.
- Bonnardot, M.-A., Hassani, R., & Tric, E., submitted. Numerical modelling of lithosphere-asthenosphere interaction in a subduction zone.
- Boutelier, D., 2004. *La modélisation expérimentale tridimensionnelle thermomécanique de la subduction continentale et l'exhumation des roches de ultra-haute pression/basse température*, Ph.D. thesis, Université Nice - Sophia Antipolis.
- Buiter, S., 2000. *Surface deformation resulting from subduction and slab detachment*, Ph.D. thesis, University of Utrecht, Netherlands.
- Cadek, O. & Fleitout, L., 2003. Effect of lateral viscosity variations in the top 300 km on the geoid and dynamic topography, *Geophys. J. Int.*, **152**, 566–580.
- Chéry, J., M., Z., & Hassani, R., 2001. An integrated mechanical model of san andreas fault in central and northern california, *J. Geophys. Res.*, **106**(B10), 22051–22066.
- Collot, J.-Y. & Fischer, M. A., 1989. Formation of forearc basins by collision between seamounts and accretionary wedges : an example from the New Hebrides subduction zone, *Geology*, **17**, 930–933.
- Conrad, C., Bilek, S., & Lithgow-Bertelloni, C., 2004. Great earthquakes and slab pull : interaction between seismic coupling and plate-slab coupling, *Earth. Planet.. Sci. Lett.*, **218**, 109–122.
- Cundall, P. & Board, M., 1988. A microcomputer program for modeling large strain plasticity problems, in *Numerical Methods in Geomechanics*, edited by C. Swoboda, pp. 2101–2108, Balkema, Rotterdam.
- De Franco, R., Govers, R. & Wortel, R., 2006. Numerical comparison of different convergent plate contacts : subduction channel and subduction fault, *Geophys. J. Int.*, **171**, 435–450.
- Desai, C. & Siriwardane, H., 1984. *Constitutive Laws for Engineering Materials With Emphasis on Geologic Materials*, p. 457pp., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.

- Faccenna, C., Heuret, A., Funiciello, F., & Lallemand, S., 2007. Predicting trench and plate motion from the dynamics of a strong slab, *Earth Planet. Sci. Letters*, **257**, 29–36.
- Frank, F. C., 1968. Curvature of island arcs, *Nature*, **220**, 363.
- Frey, P. J., 2001. Medit, an interactive mesh visualization software (Release 2.3), RT-INRIA 0253, <http://www.ann.jussieu.fr/~frey/logiciels/medit.html>.
- Funiciello, F., Faccenna, C., Giardini, D., & Regenauer-Lieb, K., 2003. Dynamics of retreating slabs : 2. Insights from three-dimensional laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, **108**(B4), 2207, doi :10.1029/2001JB000896.
- Gardi, A., Sabadini, R., Ferraro, C., & Aoudia, A., 2003. The interplay between global tectonic processes and the seismic cycle in the Umbria-Marche seismogenic region, *Geophys. J. Int.*, **155**, 1093–1104.
- Geuzaine, C. & Remacle, J.-F., 2004. Gmsh, a mesh generator (Release 1.56.2), <http://www.geuz.org/gmsh/>.
- Govers, R. & Wortel, M., 2005. Lithosphere tearing at STEP faults : response to edges of subduction zones, *Earth Planet. Sci. Letters*, **236**, 505–523.
- Gregory-Wodzicki, K., 2000. Uplift history of the Central and Northern Andes : a review, *G.S.A. Bull.*, **112**, 1091–1105.
- Hager, B. H. & O'Connell, R. J., 1978. Subduction zone dip angles and flow driven by plate motion, *Tectonophysics*, **50**, 111–133.
- Hager, B. H. & O'Connell, R. J., 1979. Kinematic models of large-scale flow in the Earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1031–1048.
- Hassani, R., Jongmans, D., & Chery, J., 1997. Study of plate deformation and stress in subduction processes using two-dimensional numerical models, *J. Geophys. Res.*, **102**(B8), 17951–17965.
- Hawkins, J. W., Bloomer, S. H., Evans, C. A., & Melchior, J. T., 1984. Evolution of intra-oceanic arc-trench systems, *Tectonophysics*, **102**, 175–205.
- Heuret, A. & Lallemand, S., 2005. Plate motions, slab dynamics and back-arc deformation, *Phys. Earth Planet. Int.*, **149**, 31–51.
- Husson, L., 2006. Dynamic topography above retreating subduction zones, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, 741–744.
- Jarrard, R. D., 1986. Relations among subduction parameters, *Rev. Geophysics*, **24**(2), 217–284.
- Jordan, T., Burns, W., Veiga, R., Pangaro, F., Copeland, P., Kelley, S., & Mpodozis, C., 2001. Extension and basin formation in the southern Andes caused by increased convergence rate : a mid-Cenozoic trigger for the Andes, *Tectonics*, **20**(3), 308–324.
- Kirby, S. H., 1983. Rheology of the lithosphere, *Rev. Geophys. Space Physics*, **21**(6), 1458–1487.
- Krishna, K. S., Ramana, V., Rao, D. G., Murthy, K. S. R., Rao, M. M. M., Subrahmanyam, V., & Sarma, K. V. L. N. S., 1998. Periodic deformation of oceanic crust in the central Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, **103**(B8), 17859–17875.
- Lallemand, S., Heuret, A., & Boutelier, D., 2005. On the relationships between slab dip, back-arc stress, upper plate absolute motion, and crustal natures in subduction zones, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **6**(9), doi :10.1029/2005GC000917.

- Manea, V. & Gurnis, M., 2007. Subduction zone evolution and low viscosity wedges and channels, *Earth Planet. Sci. Letters*, **8887**, doi :10.1016/j.epsl.2007.08.03.
- Mantovani, E., Viti, M., Babbucci, D., Tamburelli, C., & Albarello, D., 2001. Back-arc extension : which driving mechanism ?, *J. Virtual Explorer*, **3**, 17–45.
- McCaffrey, R. & Nabelek, J., 1998. Role of oblique convergence in the active deformation of the Hymalayas and southern Tibet plateau, *Geology*, **26**(8), 691–694.
- Morra, G. & Regenauer-Lieb, K., 2006. A coupled solid-fluid method for modelling subduction, *Phil. Mag.*, **86**(21-22), 3307–3323.
- Morra, G., Regenauer-Lieb, K., & Giardini, D., 2006. Curvature of oceanic arcs, *Geology*, **34**(10), 877–880.
- Neprochnov, Y. P., Levchenko, O. V., Merklin, L. R., & Sedov, V. V., 1988. The structure and tectonics of the intraplate deformation area in the Indian Ocean, *Tectonophysics*, **156**, 89–106.
- Okino, K., Kasuga, S., & Ohara, Y., 1998. A new scenario of the Parece Vela Basin genesis, *Mar. Geophys. Res.*, **20**, 21–40.
- Okino, K., Ohara, Y., Kasuga, S., & Kato, Y., 1999. The Philippine Sea : new survey results reveal the structure and the history of the marginal basins, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2287–2290.
- Pacheco, J. F., Sykes, L. R., & Scholz, C. H., 1993. Nature of the seismic coupling along simple plate boundaries of the subduction type, *J. Geophys. Res.*, **98**(B8), 14133–14159.
- Piromallo, C., becker, T., Funicello, F., & Faccenna, C., 2006. Three-dimensional instantaneous mantle flow induced by subduction, *Geophys. Res. Lett.*, **33**(L08304), doi :10.1029/2005GL025390.
- Rochat, P., Herail, G., Baby, P., & Mascle, G., 1999. Crustal balance and control of the erosive and sedimentary processes on the Altiplano formation, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **328**, 189–195.
- Royden, L. & Husson, L., 2006. Trench motion, slab geometry and viscous stresses in subduction systems, *Geophys. J. Int.*, **167**, 881–905.
- Sage, F., Collot, J.-Y., & Ranero, C., 2006. Interplate patchiness and subduction-erosion mechanisms : evidence from depth-migrated seismic images at the central Ecuador convergent margin, *Geology*, **34**, 997–1000.
- Schellart, W., 2005. Influence of the subducting plate velocity on the geometry of the slab and migration of the subducting hinge., *Earth Planet. Sci. Letters*, **231**, 197–219.
- Schellart, W. & Lister, G., 2004. Tectonic models for the formation of arc-shaped convergent zones and backarc basins, in *Orogenic curvature : Integrating Paleomagnetic and Structural Analyses*, edited by A. Sussman & A. Weil, pp. 237–258, Geol. Soc. Am. Spec. Papers 383.
- Schellart, W., Freeman, J., Stegman, D.R., Moresi, L. & May, D., 2007. Evolution and diversity of subduction zones controlled by slab width, *Nature*, **446**, 308–311.
- Scholz, C. & Campos, J., 1995. On the mechanism of seismic decoupling and back arc spreading at subduction zones, *J. Geophys. Res.*, **100**(B11), 22103–22115.
- Sdrolias, M. & Muller, R., 2006. Control on back-arc basin formation, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **7**(4), doi :10.1029/2005GC001090.

- Shemenda, A. I., 1993. Subduction of the lithosphere and back-arc dynamics : insights from physical modeling, *J. Geophys. Res.*, **98**, 16167–16185.
- Shemenda, A. I., 1994. *Subduction : insights from physical modeling*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Masson edn.
- Sobolev, S. & Babeyko, A., 2005. What drives the Andes orogeny ?, *Geology*, **33**, doi :10.1130/G21557.1.
- Stegman, D., Freeman, J., Schellart, W., Moresi, L., & May, D., 2006. Influence of trench width on subduction hinge retreat rates in 3-d models of slab rollback, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **7**(3), doi :10.1029/2005GC001056.
- Stern, J. R. & Smoot, N. C., 1998. A bathymetric overview of the Mariana forearc, *The Island Arc*, **7**, 525–540.
- Tovish, A. & Schubert, G., 1978. Island arc curvature, velocity of convergence and angle of subduction, *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 329–332.
- Turcotte, D. & Schubert, G., 1982. *Geodynamics : application of continuum physics to geological problems*, John Wiley and Sons.
- Underwood, P., 1983. Dynamic relaxation, in *Computational Methods for Transient Analysis*, edited by T. Belytschko & T. Hughes, pp. 245–265, Elsevier Sci., New York.
- Uyeda, S. & Kanamori, H., 1979. Back-arc opening and the mode of subduction, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1049–1061.
- Van Hunen, J., Van Den Berg, A. P., & Vlaar, N. J., 2000. A thermo-mechanical model of horizontal subduction below an overriding plate, *Earth. Planet.. Sci. Lett.*, **182**, 157–169.
- Vogt, P. R., 1973. Subduction and aseismic ridges, *Nature*, **241**, 189–191.
- Vogt, P. R., Lowrie, A., Bracey, D. R., & Hey, R. N., 1976. Subduction of aseismic ridges : effects on shape, seismicity and other characteristics of consuming plate boundaries, *Geol. Soc. Am. Spec. Paper*, **172**.
- Yamaoka, K., Fukao, Y., & Kumazawa, M., 1986. Spherical shell tectonics : effects of sphericity and inextensibility on the geometry of the descending lithosphere, *Rev. Gephysics*, **24**, 27–55.

IV.4 Résultats préliminaires des simulations de la subduction oblique

La modélisation d'une convergence oblique le long d'une fosse linéaire peut se modéliser de deux façons : soit en modifiant l'azimuth de la direction de convergence, les plaques plongeantes et chevauchantes ayant alors une géométrie rectangulaire en surface, soit en modifiant la géométrie de la frontière de plaque, comme nous l'avons fait dans le cas de marges courbes.

Quelle que soit la configuration choisie, le développement de nouvelles conditions aux limites a été nécessaire (R. Hassani) pour autoriser un déplacement oblique de la plaque plongeante.

Cette partie présente quelques résultats liés aux difficultés rencontrées lors de la modélisation de la convergence oblique.

Initialement, les conditions aux limites ne permettaient pas de supporter une géométrie oblique rejoignant les deux bords latéraux (fig. IV.13a). La solution utilisée dans le cas des marges courbes, dans lesquels nous avons éloigné les bords du modèle de la zone de courbure, s'est également révélée inadéquate (fig. IV.13b).

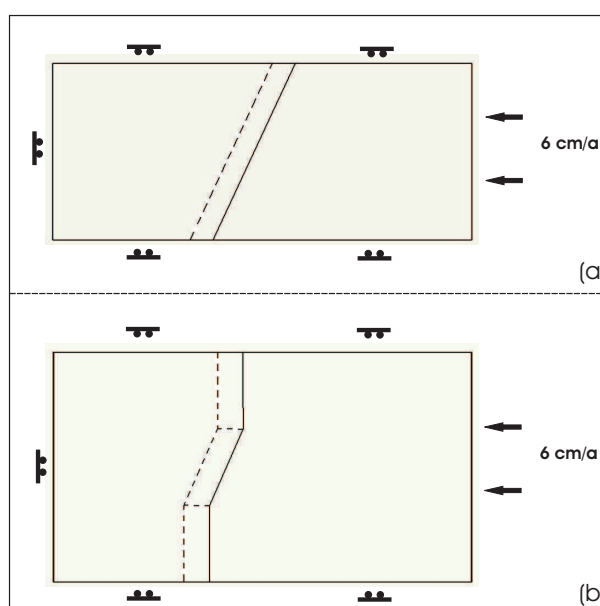


FIGURE IV.13 – Géométrie des modèles pour modéliser une convergence oblique. (a) géométrie non réalisable avec la version initiale d'ADELI du fait de la condition en déplacement nul appliquée sur les bords latéraux du modèle ; (b) géométrie adoptée, où la zone oblique est éloignée des bords.

La figure IV.14 illustre les résultats obtenus avec une telle géométrie. On constate une variation de comportement de la plaque plongeante significative de chaque côté du modèle, à savoir un sous-placage de la plaque plongeante dans la zone oblique. Nos différents modèles ont montré que plus l'obliquité de la fosse était importante, plus le sous-placage du panneau plongeant du côté oblique se maintenait sur une grande distance. Ce comportement est dû aux conditions en déplacement nul appliquées sur les bords latéraux du modèle, car elles empêchent le panneau plongeant de se réorienter latéralement selon la géométrie de la marge. La variation de la géométrie est alors accommodée par un fort étirement latéral au sein de la plaque plongeante, qui résulte en son sous-placage dans sa zone étirée. Ce sous-placage s'observe jusqu'à l'endroit où la plaque plongeante peut subduire sans distorsion sur toute la distance de la marge.

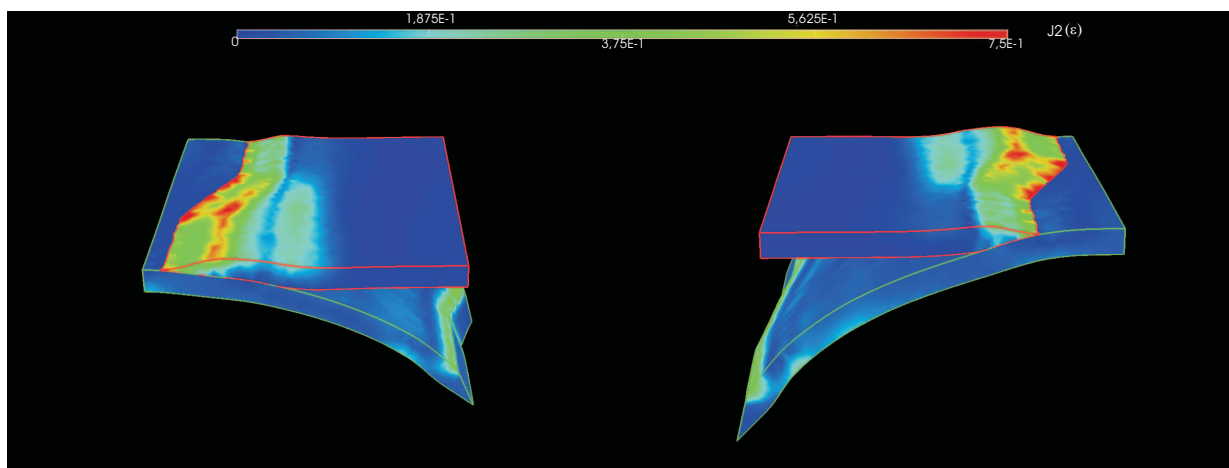


FIGURE IV.14 – Intensité de la déformation obtenue pour une géométrie de type fig. IV.13b. La vue de gauche montre un sous-placage important de la plaque plongeante, non observé sur l'autre vue du modèle. Paramètres utilisés : $\Delta\rho = 0$ et $\mu = 0.1$

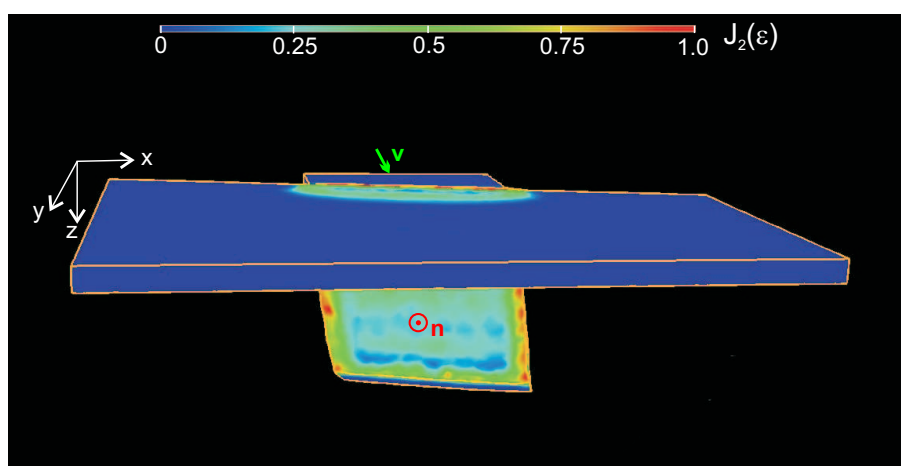


FIGURE IV.15 – Modèle à marge oblique illustrant la déformation des plaques. La vitesse de convergence, \mathbf{v} , est parallèle à l'axe x . Une pression hydrostatique est appliquée sur les bords latéraux de la plaque plongeante, ce qui lui permet de se déformer librement en fonction de la géométrie de la marge. \mathbf{n} correspond à la normale au plan de subduction, dont l'azimut est différent de celui de la direction de convergence. Paramètres utilisés : $\Delta\rho = 0$ et $\mu = 0.2$.

Le changement des conditions aux limites se traduit essentiellement par une réorientation de la plaque plongeante en profondeur. Lorsque la condition de bord est de type pression hydrostatique au lieu d'un déplacement nul, la plaque plongeante s'enfonce préférentiellement selon la direction de plus grande pente du plan interplaque, sans se sous-plaquer sous la plaque chevauchante (fig. IV.15). (**N.B.** : une condition de bord de type pression hydrostatique revient à considérer que la plaque en subduction est libre latéralement et/ou que les plaques voisines ont une résistance nulle. Ceci n'est vérifié que lorsqu'une dorsale entre perpendiculairement en subduction le long de la même fosse, ou lorsque la plaque subduite est déchirée.).

Qu'en est-il du partitionnement de la déformation dans la plaque supérieure, si l'ensemble de la plaque plongeante se réoriente selon la direction de plus grande pente du contact interplaque ? Le partitionnement

de la déformation étant majoritairement contrôlée par la friction interplaque [Chemenda et al., 2000], nous avons effectué quelques tests préliminaires en faisant varier la valeur du coefficient de friction le long du contact interplaque.

Du fait de l'existence de la phase d'initiation de la subduction dans nos modèles, nous avons dû faire évoluer le coefficient de friction interplaque dans le temps. Un coefficient de friction interplaque non nul est nécessaire pour permettre au panneau plongeant de s'enfoncer lors de la phase d'initiation, dans le cas d'obliquité de la marge. La friction devra être d'autant plus grande que l'obliquité de la marge sera importante (fig.IV.16).

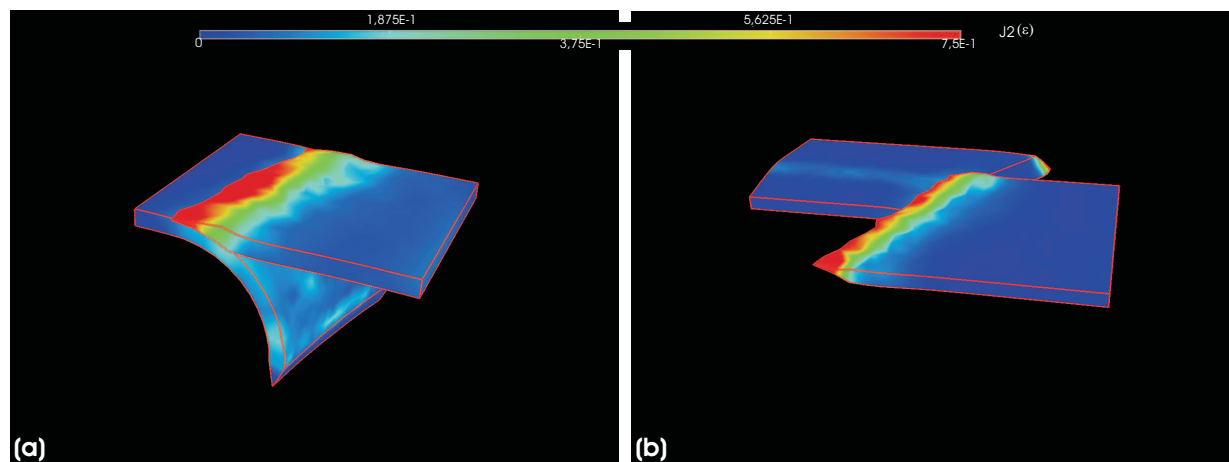


FIGURE IV.16 – *Effet de l'obliquité de la fosse sur la phase d'initiation de la subduction. (a) obliquité = 10° ; (b) obliquité = 25° . Les deux modèles ont été réalisés pour une friction interplaque de $\mu = 0.1$. Une forte friction interplaque est nécessaire pour permettre l'initiation de la subduction, dans le cas d'une forte obliquité de la marge par rapport à la direction de convergence.*

Quelques modèles ont été réalisés en faisant varier le coefficient de friction interplaque dans le temps, une fois la subduction initiée. La figure IV.17 illustre l'effet de cette variation temporelle de la friction interplaque sur la topographie de la plaque supérieure. La différence a été effectuée entre un modèle à friction interplaque constante de 0.2 et un modèle où la friction interplaque est nulle. Le contraste de densité entre lithosphère et asthénosphère est nul. D'après cette figure (fig. IV.17), on constate que la variation de topographie n'est pas uniforme latéralement. La comparaison entre la localisation des zones surélevées et le triangle des vitesses (fig. IV.17), suggère un partitionnement de la déformation plus important lorsque la friction interplaque est plus forte.

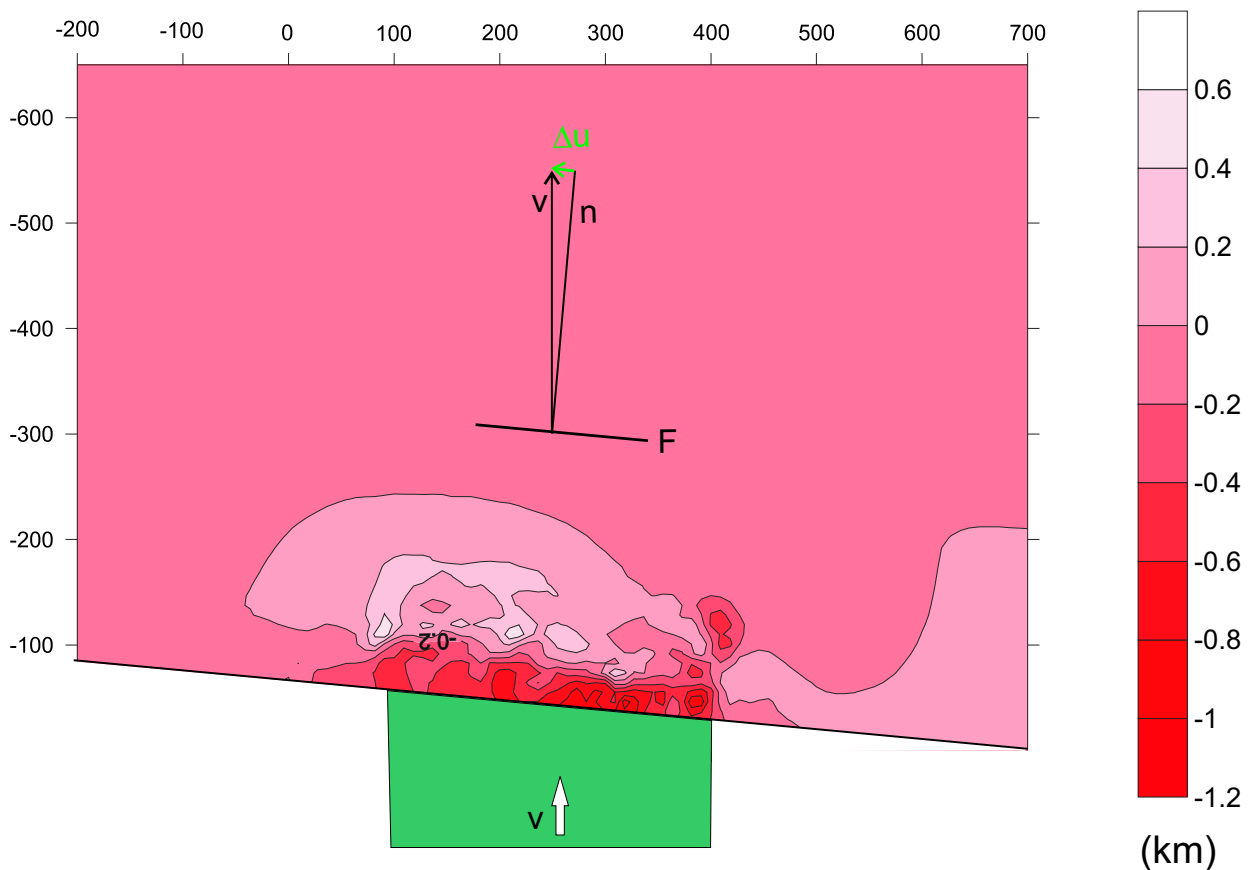


FIGURE IV.17 – Effet de la valeur du coefficient de friction interplaque (μ) sur les variations de topographie de la plaque supérieure. La figure présente la différence des surfaces topographiques obtenues pour un modèle avec $\mu = 0.2$ et un modèle où $\mu = 0$. On constate que la topographie résiduelle induite par une friction interplaque non nulle, n'est pas constante au front de la plaque subduite. La zone la plus élevée est légèrement décalée vers la gauche, ce qui suggère un partitionnement de la déformation selon la direction Δu . Le contraste de densité $\Delta \rho$ est nul.

En conclusion, ces résultats préliminaires renforcent les conclusions faites à la section précédente, selon lesquelles il existe un effet significatif de l'obliquité de la marge sur la distribution de la déformation.

Dans la nature, l'obliquité de convergence peut être accommodée soit par un décrochement majeur le long de l'arc volcanique et/ou dans le prisme d'accrétion, soit de manière plus diffuse lors de l'ouverture du domaine arrière-arc [Bellier and Sébrier, 1995]. Il est donc nécessaire aujourd'hui d'élaborer des modèles permettant d'évaluer les effets géométriques et rhéologiques de la plaque chevauchante d'un système en convergence oblique. Pour cela, des discontinuités au sein de la plaque supérieure, telles que failles ou zones visqueuses matérialisant l'arc volcanique et/ou le bassin arrière-arc devront être intégrées au modèle.

Chapitre V

Etude de la subduction d'aspérités océaniques

Nous avons vu dans la première partie de ce manuscrit que de nombreux types d'hétérogénéités jonchaient le plancher océanique. Dans cette étude, le terme "d'aspérité océanique" désigne toute variation topographique au sein de la plaque océanique plongeante. On les assimile principalement à des hauts bathymétriques de type monts sous-marins isolés, rides asismiques ou plateaux océaniques.

On admet généralement que ces structures peuvent induire des perturbations dans le régime tectonique d'une subduction, telles que des variations du couplage interplaque [Scholz, 1998], des variations de pendage du panneau plongeant [Gutcher et al., 1999a] ou encore un blocage de la subduction menant à une réorganisation générale du système via un saut ou une inversion de polarité de la subduction [Reynaud et al., 1999, Gill and Gorton, 1973]. Cependant, l'effet réel de la subduction d'un relief de taille intermédiaire, comme les rides asismiques, reste encore mal quantifié.

Nous avons donc mené une étude générale du phénomène de subduction d'aspérité océanique, afin d'en étudier les effets potentiels sur la déformation de la plaque supérieure, au moment de leur arrivée dans la fosse, puis de leur subduction, ainsi que sur le comportement de la plaque en subduction. Des études paramétriques concernant l'effet de la taille de l'aspérité et de géométries diverses ont ainsi été réalisées en 2D et 3D.

Sommaire

V.1	Aspérité océanique et subduction	108
V.2	Choix des paramètres pour nos modèles	109
V.3	Effet de l'obliquité d'une ride océanique	110
V.3.1	Conséquences sur la topographie de la plaque supérieure	110
V.3.2	Effet sur la distribution des contraintes horizontales	113
V.3.3	Effet sur le comportement du panneau plongeant	117
V.4	Effets des paramètres densité et coefficient de friction interplaque	118
V.4.1	Densité de la ride	119
V.4.2	Coefficient de friction non nul au toit de la ride	119
V.4.3	Densité de la lithosphère	120
V.5	Conclusions	122

V.1 Aspérité océanique et subduction

Les données de bathymétrie montrent que ces variations topographiques se définissent par des dimensions variables allant de la dizaine de kilomètres (monts sous-marins) à la centaine de kilomètres (rides asismiques et plateaux océaniques). Leur épaissement crustal, qui dépend de leur extension en surface, peut quand à lui varier de quelques kilomètres pour les volcans isolés, à 15 - 20 km en moyenne pour les rides océaniques, ou encore atteindre près de 40 km pour les plus gros plateaux océaniques, tels que le plateau d'Ontong Java [Cloos, 1993, Furumoto et al., 1970]. Ce surépaississement crustal ponctuel s'accompagne également d'un gonflement du plancher océanique associé à la remontée asthénosphérique, qui peut atteindre une amplitude de près de 600 m pour une extension latérale d'environ 2000 km, comme le cas de l'archipel Polynésien [Juteau and Maury, 1997].

Du fait de leurs caractéristiques géométriques et de leur nature pétrologique, ces structures présentent une flottabilité positive, par rapport à la lithosphère océanique les portant. Le manteau sous-jacent présente lui aussi une flottabilité plus importante que le manteau lithosphérique environnant, puisqu'un surépaississement crustal résulte d'un fort taux de fusion partielle du manteau. Ce dernier subit donc un appauvrissement notable en certains de ses constituants, tels que le fer et le grenat, qui contribuent de façon significative à la variation de masse volumique locale du milieu mantellique. L'effet de la subduction de telles structures sur la déformation de la plaque chevauchante est donc fonction de leur taille et donc de l'importance de leur flottabilité (fig.V.1).

Ainsi, on observe des perturbations à l'échelle du prisme d'accrétion sédimentaire lors de la subduction d'un mont sous-marin, alors que des réorganisations majeures des limites de plaques sont attendues lors de la subduction de plateaux océaniques, e.g. saut ou inversion de polarité de la subduction, collision, etc.

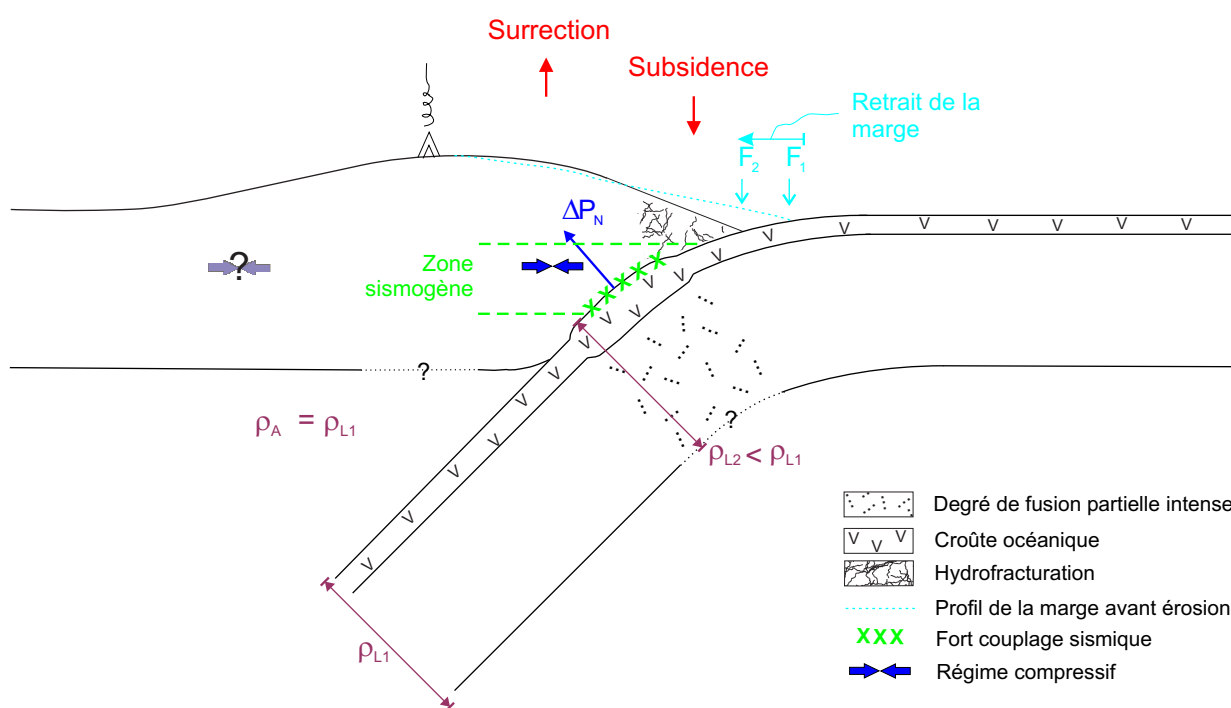


FIGURE V.1 – Représentation schématique de la subduction d'un haut bathymétrique et de ses influences sur le système.

L'impact de la subduction de rides asismiques est quant à lui mal quantifié et souvent controversé : sont-elles associées à des perturbations tectoniques majeures, affectant le régime des contraintes de la plaque chevauchante ou affectent-elles uniquement le prisme d'accrétion sédimentaire ?

La difficulté de l'étude statistique des subductions liées à des aspérités océaniques réside dans le fait que, lors de leur arrivée en fosse, ces rides présentent toutes des caractéristiques différentes, dont l'une des plus remarquables est leur angle d'obliquité par rapport à la fosse. De plus, l'origine de certaines rides, comme la ride de Juan Fernandez, est parfois mal comprise et leur structure profonde mal documentée, ce qui ne permet pas de les comparer aisément à des rides asismiques issues de point chaud de type ride de Nazca.

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à ces structures, dans le but d'évaluer les conséquences tectoniques de leur subduction. Nous avons ainsi testé trois configurations géométriques majeures, basées sur leur angle d'obliquité par rapport à la fosse : ride perpendiculaire à la fosse, ride oblique (obliquité de 45° et 17°) et ride parallèle à la fosse (fig.V.2).

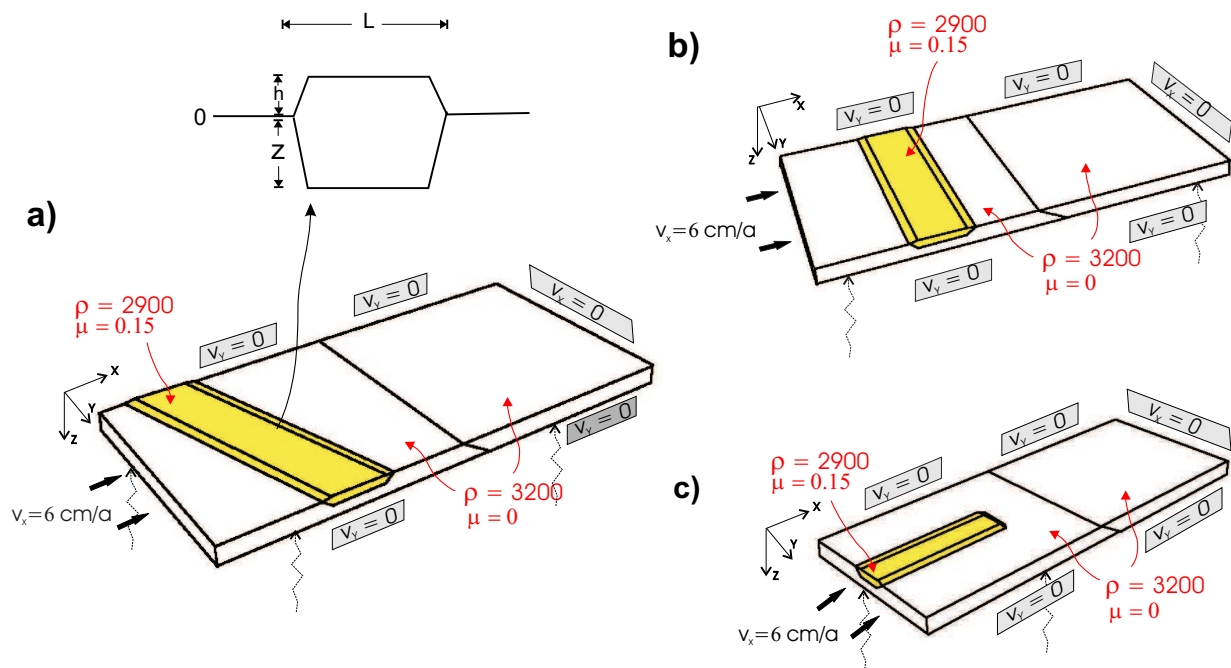


FIGURE V.2 – Géométrie des modèles étudiés et conditions appliquées aux limites. ρ représente la masse volumique, μ , le coefficient de friction appliqué au toit de la ride et sur ses flancs ; la densité de l'asthénosphère est identique à celle de la lithosphère ($\rho = 3200$ kg/m³). Les dimensions des modèles sont : (a) 1000 km \times 500 km \times 40 km, (b) et (c) 1000 km \times 400 km \times 40 km.

V.2 Choix des paramètres pour nos modèles

Dans nos modèles, l'aspérité se distingue du reste de la plaque océanique par sa géométrie et des paramètres rhéologiques qui lui sont propres. On la définit simplement par une topographie $h = 2$ km, une racine de profondeur $z = 16$ km et une largeur de $l = 150$ km, en accord avec les données acquises sur des aspérités océaniques connues (fig.V.2a). Pour chacun de ces modèles, l'emplacement de la ride dans la plaque plongeante a été calculé de manière à ce que la subduction ait le temps de s'initier "normalement"

avant l'entrée en subduction du relief. La durée de l'expérience correspond à environ 6.3 Ma. Avec la vitesse de convergence appliquée de 6cm/an, le raccourcissement final est d'environ 400 km.

Les paramètres de contrôle de l'aspérité sont principalement sa densité et le coefficient de friction appliqué à son toit. Nous avons établi comme cas de référence, un modèle présentant un contraste de densité nul entre lithosphère océanique et asthénosphère, soit $\Delta\rho_{lithos} = \rho_{lithos} - \rho_{asth} = 0$, où $\rho_{lithos} = \rho_{asth} = 3200 \text{ kg/m}^3$ et une densité d'aspérité $\rho_{asp} = 2900 \text{ kg/m}^3$. Le contraste de densité local est donc dépendant de l'épaisseur du relief modélisé.

Par ailleurs, les données suggèrent que le couplage interplaque est plus important au toit des aspérités océaniques, ce qui semblerait se traduire par une augmentation locale de la compression, voire par des lacunes de sismicité au front des reliefs en subduction [Scholz and Small, 1997, Kelleher and McCann, 1976]. Cette augmentation du couplage et donc des contraintes compressives transmises via la zone interplaque, peut s'obtenir avec une topographie non nulle, une densité du relief plus faible que pour la lithosphère, mais également par une friction interplaque non nulle. Nous avons donc choisi d'appliquer au toit de l'aspérité un coefficient de friction μ_{asp} de l'ordre de 0.15. Les résultats obtenus par Hassani et al. [1997] montrent que cette valeur est intermédiaire entre une friction pour laquelle un régime extensif peut persévérer dans la plaque supérieure ($\mu = 0.1$) et une friction pour laquelle un régime compressif domine ($\mu = 0.2$). Toutefois, le rôle et les valeurs de friction interplaque étant difficiles à évaluer dans la nature, nous avons testé différentes valeurs pour ce paramètre afin d'évaluer son effet sur le comportement de la plaque supérieure.

V.3 Effet de l'obliquité d'une ride océanique

L'objectif de cette étude est de comprendre quel peut être l'impact de l'obliquité d'une ride sur les déformations engendrées dans la plaque chevauchante, afin de pouvoir interpréter certains cas naturels.

Le cas de référence établi pour chacune des géométries répond aux critères suivants : $\rho_{asp} = 2900 \text{ kg/m}^3$, $\mu_{asp} = 0.15$, $\rho_{lithos} = \rho_{asth} = 3200 \text{ kg/m}^3$ et $\mu_{lithos} = 0$ (tableau V.1). Pour les géométries étudiées, la direction de convergence reste perpendiculaire à la marge, seule l'obliquité de la ride peut provoquer un effet de "convergence oblique", du fait d'une composante de déplacement parallèle à la fosse.

Quatre obliquités différentes ont été testées dans cette étude : 90° (ride perpendiculaire à la fosse), 45° , 17° et 0° (ride parallèle à la fosse). Dans cette première section, nous comparons les modèles de référence pour chaque obliquité testée, afin de souligner l'importance de la géométrie de la ride.

	modèle de référence
ρ_{asp}	2900 kg/m^3
μ_{asp}	0.15
ρ_{lithos}	3200 kg/m^3
μ_{lithos}	0
altitude (h)	2 km
racine (z)	16 km
largeur (l)	150 km

TABLEAU V.1 – Paramètres généraux utilisés dans nos modèles de référence comportant une ride dans la plaque plongeante. Les modèles de référence sont : perp, obliq45, obliq17 et parallèle.

V.3.1 Conséquences sur la topographie de la plaque supérieure

Un des effets les plus facilement observable lors de la subduction d'un relief, est la variation topographique qu'il induit dans la plaque supérieure.

Afin de bien mettre en évidence cet effet, nous avons calculé les topographies résiduelles résultant de la différence entre un modèle avec ride et un modèle sans ride (fig. V.3). (**N.B.** Le calcul de ces résidus, s'accompagne parfois d'erreurs très locales dues à une correspondance spatiale des éléments qui peut être

différente d'une grille à l'autre. Ces erreurs locales n'affectent pas de manière significative la tendance générale observée).

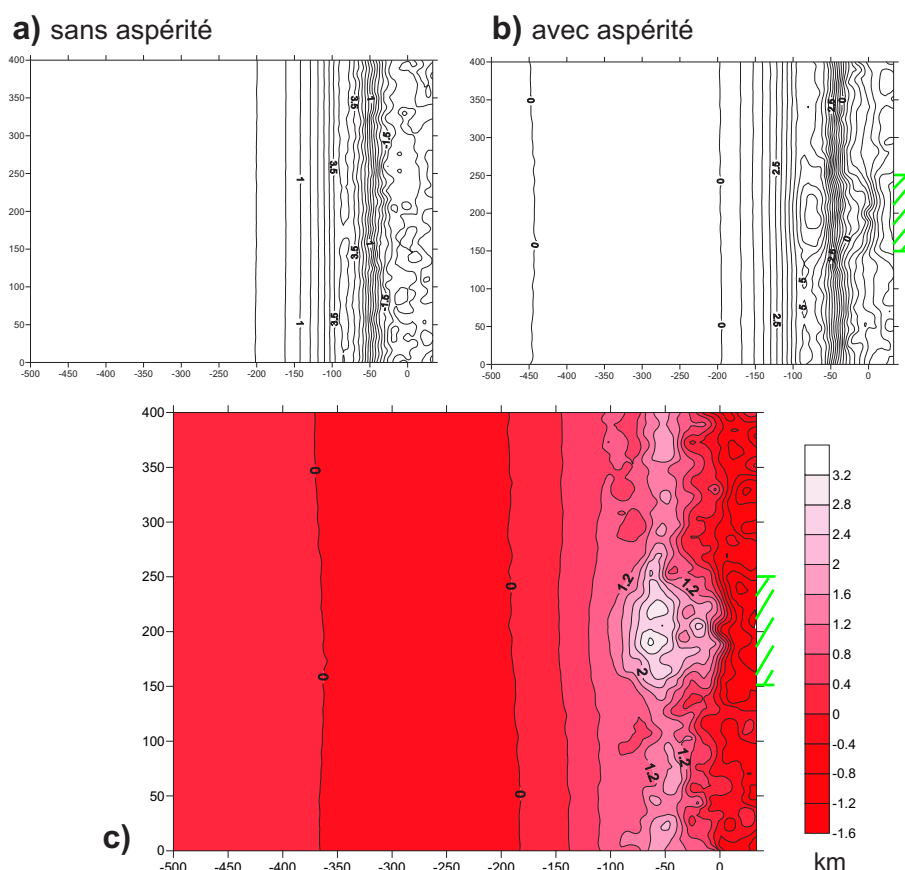


FIGURE V.3 – Effet de la subduction d'une ride perpendiculaire sur la topographie de la plaque supérieure (modèle *perp*). (a) modèle sans ride ; (b) modèle avec ride, schématisée par les hachures vertes à la fosse ; (c) différence des deux topographies illustrant uniquement l'effet de la ride.

Le calcul de ces résidus montre que, quelle que soit l'obliquité de la ride, on observe une surrection significative de la marge, d'un peu plus de 2 km, dont la valeur maximale est toujours située à l'aplomb du relief en subduction (fig. V.4). Cette variation de topographie peut paraître excessive, mais elle peut s'expliquer de deux manières. Tout d'abord, par l'absence d'un gradient thermique au sein de notre lithosphère, qui aurait comme conséquence de modifier la rhéologie et donc la rigidité des plaques. Ensuite par le fait que l'érosion ne soit pas prise en compte dans le code, alors que l'on sait qu'elle peut jouer un rôle très important.

Le pic de topographie étant observé à l'aplomb de la ride en subduction, la zone affectée par la surrection maximale sera d'autant plus faible que l'obliquité est forte. On constate en effet sur la figure V.4, que la zone en surrection se parallélise aux épontes de la ride subduite.

Par ailleurs, la zone surélevée se subdivise en deux zones distinctes. Si l'on prend par exemple le cas d'une ride perpendiculaire à la fosse (fig. V.4a), l'écart le plus facilement identifié du fait de sa grande étendue spatiale, se localise dans la zone "d'arc" (à environ $y=75$ km, fig. V.4a). Un second écart s'observe dans la zone d'avant-arc (environ $y=10$ km, fig. V.4a). Son amplitude moyenne est identique à la variation de topographie observée dans la zone d'arc, mais sa répartition spatiale est nettement plus réduite. L'existence de cette seconde zone en surrection semble provenir principalement du relief de la ride fixé à 2 km d'altitude, comme en témoigne la comparaison des profils topographiques de la figure V.5. Cette figure illustre en effet la subduction d'un relief au sein de la plaque plongeante, sans qu'il ne soit caractérisé

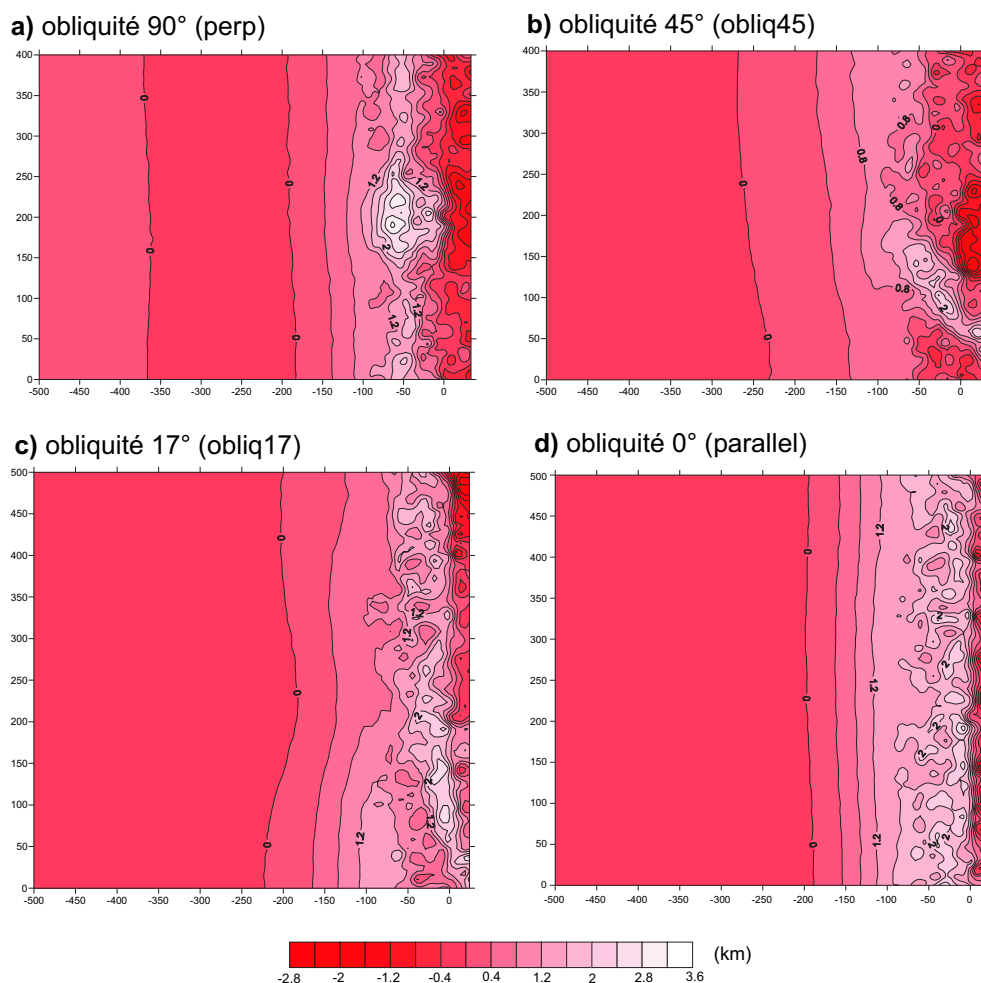


FIGURE V.4 – Effet de la subduction d'une ride d'obliquité variable sur la topographie de la plaque supérieure : comparaison des modèles de référence. La ride est définie par $\rho_{ride} = 2900 \text{ kg/m}^3$, $\mu_{ride} = 0.15$ et par des dimensions de 150 km de large \times 18 km d'épaisseur (tableau V.1).

par une anomalie de densité ou de friction interplaques. Elle met en évidence les deux zones affectées par la surrection. Ces deux zones s'observent quelle que soit l'obliquité de la ride, mais dans le cas oblique (17 ou 45°), il se localise préférentiellement en avant du relief subduit, c'est-à-dire au toit de l'arête qui poinçonne en premier la marge peu épaisse et donc facilement déformable (fig. V.4b et c). L'amplitude de ces écarts évolue ensuite en fonction des paramètres densité et friction attribués au relief, comme nous le verrons aux sections suivantes.

Du fait de sa géométrie, une ride parallèle à la marge affecte l'ensemble de la marge lors de sa subduction. Elle déforme donc la plaque supérieure de manière homogène latéralement. Elle n'a pour effet que d'amplifier les tendances d'un modèle sans ride et on se rapproche alors des résultats présentés au chapitre précédent, obtenus dans le cas d'une marge linéaire.

Enfin, on constate des variations latérales de la profondeur de la fosse. Dans nos modèles de référence (fig. V.4), la subduction d'une ride perpendiculaire à la marge s'accompagne d'un approfondissement remarquable de la fosse au front du relief. Pour une ride oblique, l'effet sur les variations de profondeur de la fosse se fait ressentir en décalé par rapport à son point d'entrée en fosse, du fait de sa géométrie. Ainsi, l'approfondissement de la fosse ne s'observe que dans les zones où la ride est déjà entrée en subduction,

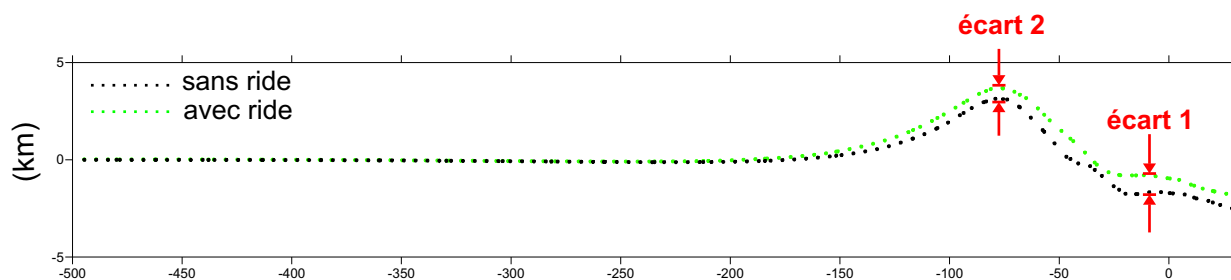


FIGURE V.5 – Comparaison des profils topographiques pour un modèle sans ride (en noir) et un modèle où la ride est perpendiculaire à la fosse (hachures) et est uniquement définie par son relief de 2 km, car $\rho_{\text{ride}} = \rho_{\text{lithos}} = 3200 \text{ kg/m}^3$ et $\mu_{\text{ride}} = 0$.

c'est-à-dire dans la zone où elle est présente sur l'ensemble du contact interplaqué. Au front de la ride en subduction, la profondeur de la fosse est moins marquée que dans un modèle sans ride (fig. V.4 b et c). L'augmentation de la profondeur s'initie au point d'entrée en subduction de la ride, puis migre avec cette dernière en affectant progressivement l'ensemble de la marge. Après subduction de la ride, la fosse est donc caractérisée par une profondeur importante due à une déformation irréversible, ce qui se traduit également par une pente plus raide de la marge.

V.3.2 Effet sur la distribution des contraintes horizontales

La figure V.6 montre une forte influence de l'obliquité de la ride sur le champ des contraintes déviatoriques horizontales, σ_{xx} et σ_{yy} . On voit alterner des zones caractérisées par de l'extension et des zones en compression, reflétant les variations topographiques identifiées précédemment, liées d'une part à la flexion de la plaque chevauchante et d'autre part, aux variations latérales du couplage interplaqué.

Dans le cas d'une ride perpendiculaire à la marge (fig. V.7a), les contraintes selon les axes x et y se distribuent symétriquement par rapport à l'axe de la ride. Une zone en compression apparaît au front de la ride, en surface et en coupe et souligne l'effet de poinçonnement induit par la ride en subduction. La distribution du champ de la contrainte déviatorique selon l'axe y (fig. V.8a) met en évidence quant à elle, les variations de relief de la plaque supérieure, puisque l'extension se localise dans les zones en surrection et la compression domine dans les zones en subsidence.

La distribution des contraintes observées en surface se retrouve également en coupe, indiquant que cette perturbation est bien d'ordre lithosphérique et qu'elle n'est pas seulement un effet de surface de faible ampleur (figs. V.7b et V.8b).

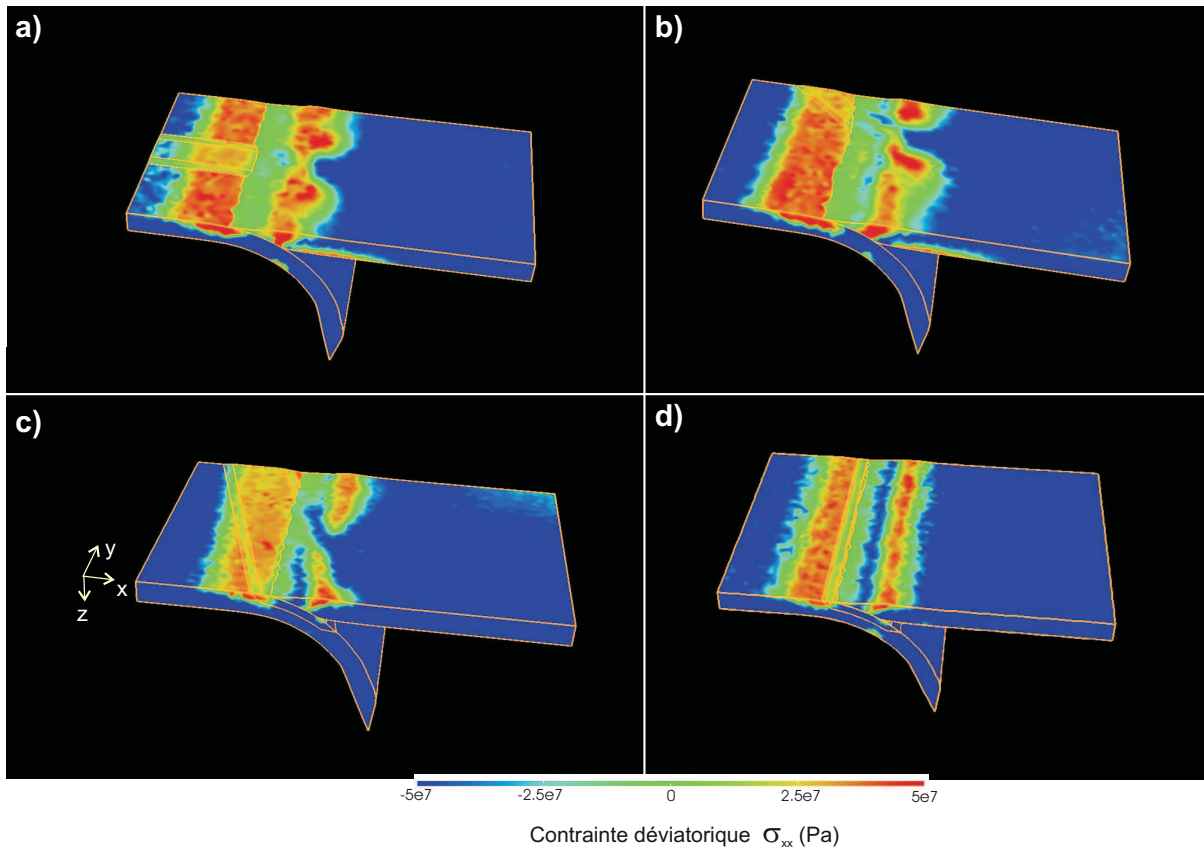


FIGURE V.6 – Comparaison du champ des contraintes déviatoriques horizontales, σ_{xx} et σ_{yy} des modèles de référence. Le code de couleurs utilisé correspond à : rouge pour l'extension et bleu pour la compression.

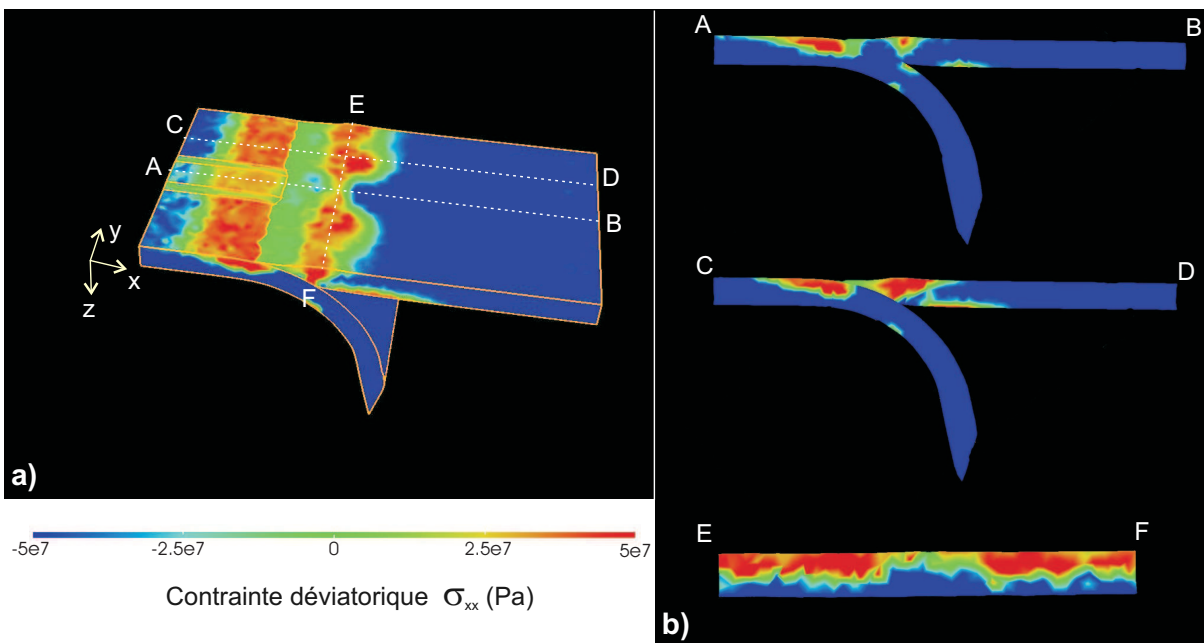


FIGURE V.7 – Champ de la contrainte déviatorique horizontale selon l'axe des x du modèle de référence **perp**. Le code de couleurs utilisé correspond à : rouge pour l'extension et bleu pour la compression.

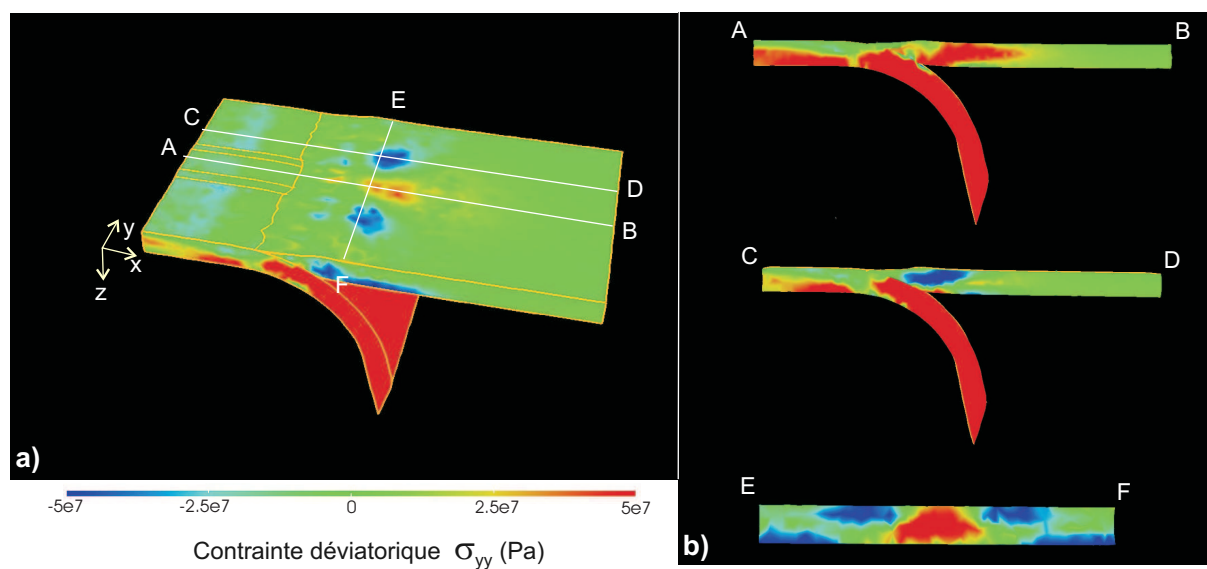


FIGURE V.8 – Champ de la contrainte déviatorique horizontale selon l'axe des y du modèle de référence *perp.* Le code de couleurs utilisé correspond à : rouge pour l'extension et bleu pour la compression. On constate que les contraintes se distribuent symétriquement à l'axe de la ride.

La réorientation du champ de contraintes est significative dans le cas de la ride à faible obliquité (17° , modèle **obliq17**) (fig.V.9a). Les zones extensives et compressives alternent en s'orientant parallèlement aux épontes de la ride. Une segmentation du régime tectonique est alors mise en évidence en fonction de l'emplacement de la ride à la fosse :

(1) **Avant que la ride n'entre en subduction** (profil EF, fig. V.9), on retrouve une situation identique à celle d'une subduction sans aspérité, où le bombement créé par flexure de la plaque dans la zone d'arc induit une extension de surface, parallèle à la fosse. Une diminution de son intensité s'observe à mesure que l'on se rapproche de la ride en cours de subduction.

(2) **Lorsque la ride entre en subduction** et se situe au niveau de l'interplaque (profil CD, fig.V.9), cela génère un régime totalement compressif au front de la ride, selon l'axe x et pénétratif à l'échelle de la lithosphère. En surface la bande compressive qui en résulte s'oriente parallèlement à la bordure de la ride qui se présente à la fosse.

(3) **La ride est déjà entrée en subduction** et se situe principalement dans la partie inférieure du contact interplaque (profil AB, fig.V.9) : son effet flotteur dû à sa faible densité, se fait plus fortement ressentir et génère une forte compression verticale à l'origine de la surrection de la zone d'arc, c'est-à-dire à l'origine de l'extension à l'extrados. Lorsque la ride n'est plus présente à la fosse, cette zone extensive d'extrados s'élargit du fait d'un relâchement de la contrainte compressive à la fosse (transition entre un coefficient de friction interplaque non nul (μ_{ride}) et un coefficient nul (μ_{lithos})). La zone extensive d'extrados se parallélise finalement à nouveau avec la fosse.

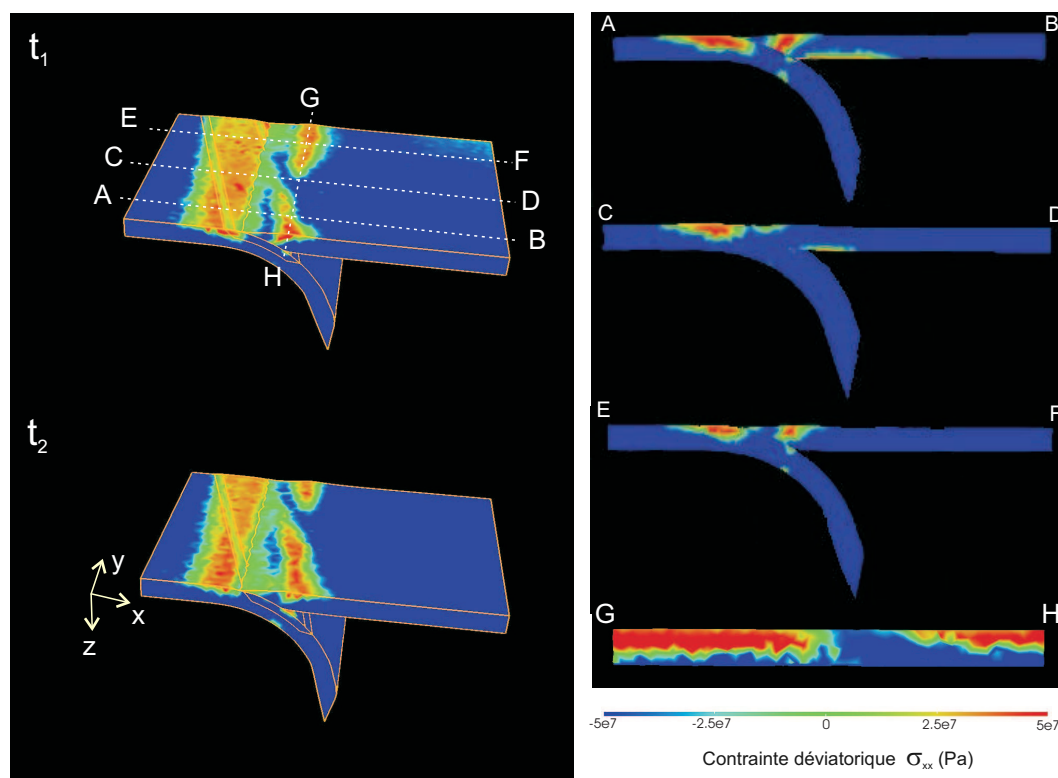


FIGURE V.9 – Distribution de la contrainte déviatorique σ_{xx} pour le modèle **obliq17**. Une évolution dans le temps est présentée en 3D pour illustrer l'influence de la ride. Code des couleurs : rouge=extension, bleu=compression. $t_1 = 4.4 \text{ Ma}$, $t_2 = 5 \text{ Ma}$. On observe en surface une alternance des zones compressives et extensives.

La figure V.10 illustre la répartition de la contrainte déviatorique horizontale σ_{xx} au niveau du contact interplaque, pour deux obliquités de ride différentes, 90° et 17° . On remarque que la compression maximale est localisée au front du relief en subduction et en base de lithosphère. De plus ; l'étendue et l'intensité de la compression dépendent de l'obliquité de la ride. Une ride de faible obliquité (17°) développe une plus large zone compressive d'intensité moyenne de l'ordre de 100-140 MPa avec un maximum situé au front du relief (fig. V.10b), alors que dans le cas d'une ride à forte obliquité (90°), l'augmentation de la compression est restreinte à une zone étroite et n'atteint qu'une valeur moyenne d'environ 80 MPa (fig. V.10a). On pourra donc s'attendre à des déformations plus intenses au sein de la plaque supérieure lors de la subduction de reliefs océaniques présentant une faible obliquité par rapport à la fosse.

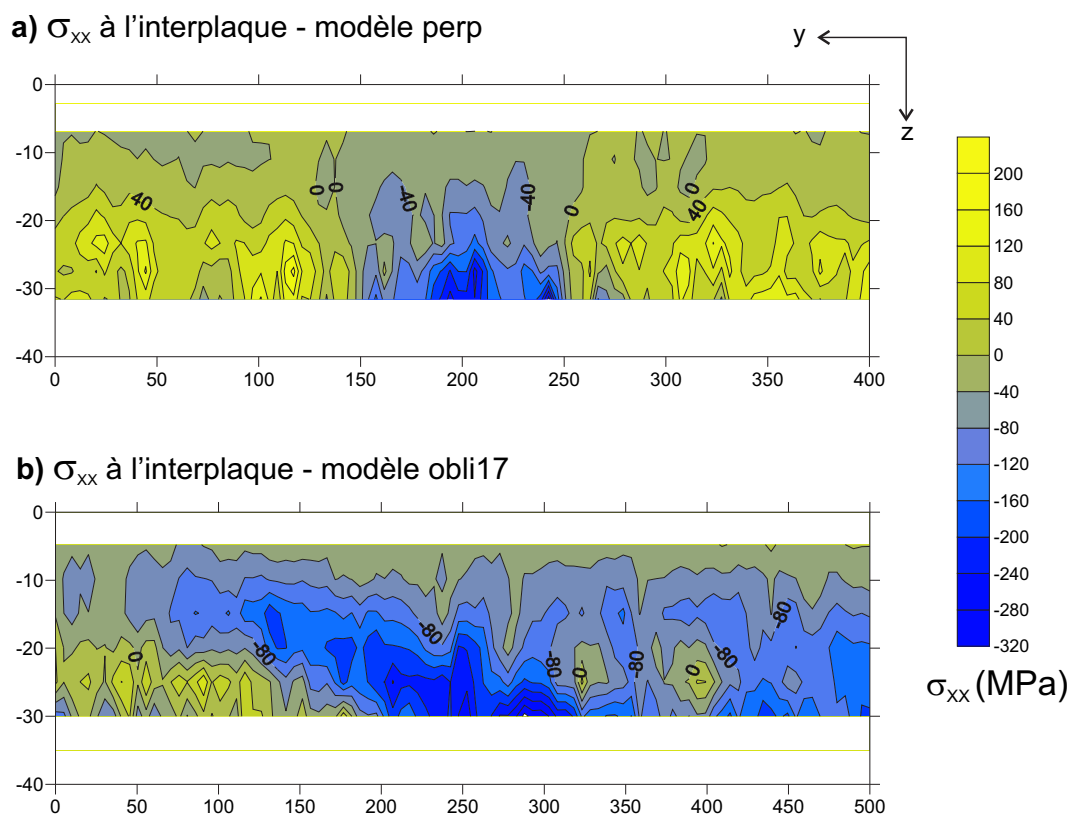


FIGURE V.10 – Comparaison de l'effet d'une ride sur la distribution de la contrainte déviatorique σ_{xx} à l'interplaque, pour les modèles de référence **perp** et **obliq17** ($\rho_{asp}=2900 \text{ kg/m}^3$ et $\mu=0.15$). Le maximum de compression se situe au front de la ride et en base de lithosphère.

V.3.3 Effet sur le comportement du panneau plongeant

L'obliquité de la ride a-t-elle un effet sur le pendage de la plaque plongeante ? Si oui, cet effet est-il important ? La réponse à ces questions est clairement positive. Une différence de pendage entre chacun des modèles testés apparaît nettement (fig. V.11). Cette variation s'accompagne d'une tendance vers le sous-placage de la plaque plongeante de plus en plus importante, à mesure que l'obliquité de la ride diminue. Dans le cas d'une faible obliquité de ride, le volume de ride subduit à un temps t , sera plus important que celui pour un cas à forte obliquité. L'anomalie de densité de la plaque plongeante sera donc plus importante et amplifiera sa résistance à l'enfoncement.

Concernant la variation latérale du pendage, aucun effet de la ride n'a été observé dans nos modèles. Cela suggère soit que notre plaque plongeante n'est pas assez déformable du fait des paramètres rhéologiques

utilisés, soit que les déformations induites par la ride sont de grande longueur d'onde et que la largeur de notre modèle est insuffisante pour la mettre en évidence.

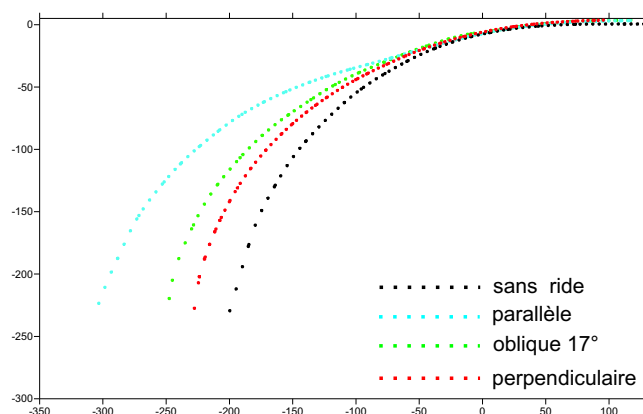


FIGURE V.11 – Comparaison des pentages de chaque modèle de référence par rapport à un modèle sans ride. Plus l'obliquité de la ride est faible, plus la tendance au sous-placage de la plaque plongeante est importante.

Les résultats obtenus pour nos modèles de référence montrent clairement un effet couplé des paramètres densité et coefficient de friction interplaqué sur l'état de contrainte de la plaque supérieure et donc sur la déformation. Il nous est donc apparu nécessaire de tester ces paramètres afin de mieux appréhender leurs effets respectifs sur les déformations induites dans la plaque chevauchante. Les résultats sont présentés ci-dessous.

V.4 Effets des paramètres densité et coefficient de friction interplaqué

Une série de tests a été réalisée en modifiant soit le coefficient de friction interplaqué, soit la densité (tableau. V.2), afin d'évaluer leurs effets respectifs pour une obliquité de ride donnée.

série	obliquité	ρ_{asp}	μ_{asp}	ρ_{lithos}	μ_{lithos}	ρ_{asth}	$\Delta\rho_{lithos}$
topo	0, 17 et 90°	3200	0	3200	0	3200	0
densité ride1	de 0 à 90°	2900	0	3200	0	-	-
densité ride2	17°	-	-	-	0.15	-	-
friction ride	de 0 à 90°	3200	0.15 ou 0.2	3200	0	-	-
densité lithos1	-	2900	0.15	3100	0	-	-100
densité lithos2	-	2900	0.15	3300	0	-	+100
densité lithos3	17°	-	0	3100	0.15	-	-100
densité lithos4	-	-	-	3300	-	-	+100

TABLEAU V.2 – Paramètres utilisés pour chaque série de tests. ρ en kg/m^3

V.4.1 Densité de la ride

Dans ces modèles, la ride n'est définie que par sa géométrie et une densité plus faible que dans le reste de la lithosphère. Un coefficient de friction nul est appliqué sur l'ensemble de la plaque plongeante. Les paramètres utilisés sont présentés au tableau V.2 (séries *densité ride1* et *densité ride2*).

La subduction d'une ride peu dense joue un rôle significatif sur les mouvements verticaux de la marge, puisque l'on constate une zone fortement surélevée qui s'étend de la fosse à la zone d'arc. L'augmentation de la topographie se fait de manière progressive sans que l'on observe de rupture de pente entre la zone d'avant-arc et la zone d'arc. L'amplitude maximale atteint près de +2.8 km en zone d'arc, dans le cas d'une ride perpendiculaire (fig. V.12a).

Dans le cas d'une ride oblique (fig. V.12b), la plaque supérieure est segmentée latéralement : de $y=0$ à $y=250$ km, la ride commence à entrer en subduction et génère la surrection du domaine avant-arc. De $y=250$ à $y=500$ km, la ride a atteint la limite inférieure du contact interplaque et elle exerce une forte pression en base de lithosphère liée à sa résistance à l'enfoncement. L'effet de sa faible densité se fait donc ressentir au niveau de l'arc.

Enfin, dans le cas où une friction interplaque non nulle est appliquée au toit de la lithosphère plongeante ($\mu_{lithos} = 0.15$), tout en maintenant un coefficient nul au toit de la ride, c'est l'effet de la densité qui prédomine et on retrouve une signature topographique identique à celle décrite ci-dessus.

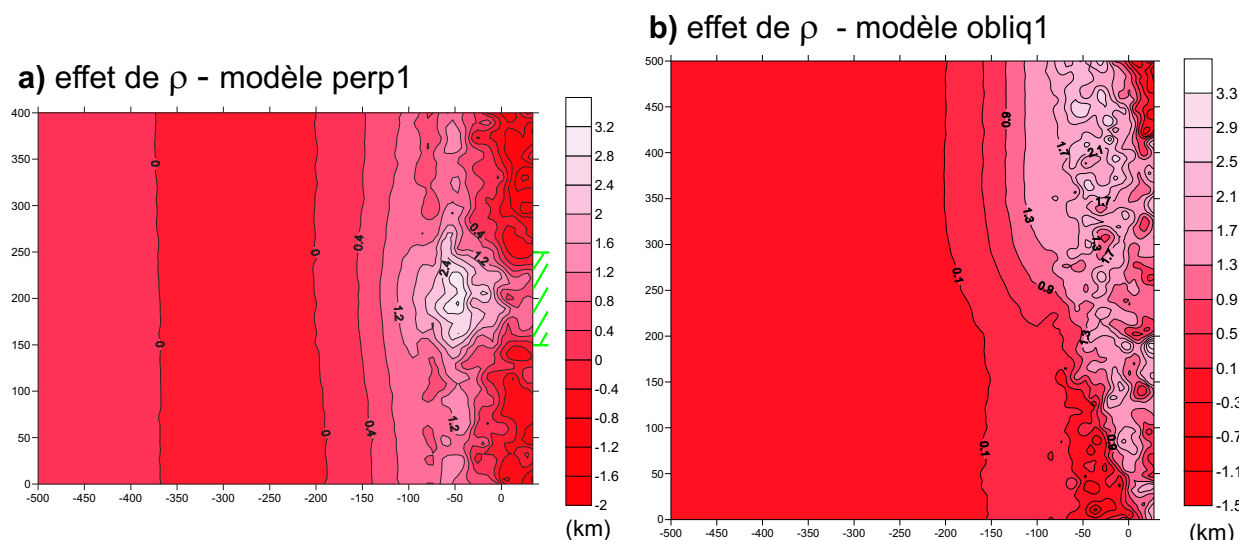


FIGURE V.12 – Effet de la faible densité de la ride sur la topographie de la plaque supérieure. Comparaison des modèles *perp1* et *obliq1*. La ride est définie par $\rho_{ride} = 2900 \text{ kg/m}^3$, $\mu_{ride} = 0$ et par des dimensions de 150 km de large \times 18 km d'épaisseur (tableau V.2).

V.4.2 Coefficient de friction non nul au toit de la ride

Dans ces modèles aucune anomalie de densité n'existe au sein de la plaque plongeante, puisque la ride n'est définie que par un coefficient de friction non nul à son toit, sa densité étant identique à celle de la lithosphère ($\rho_{ride} = \rho_{lithos} = 3200 \text{ kg/m}^3$) (tableau V.2).

L'augmentation locale de la friction interplaque et donc du couplage interplaque, accentue la déformation de la plaque supérieure, qui est entraînée par la plaque plongeante. Par conséquent, à l'inverse du paramètre densité, une friction non nulle au toit de la ride tend à amoindrir l'amplitude de la surrection et

par contre, à accentuer la profondeur des zones subsidentes (fig. V.13). La subduction d'une ride à friction interplaque non nulle s'accompagne donc d'un approfondissement significatif de la fosse (de l'ordre de 2 km, dans le cas d'une obliquité de 90°), ainsi que d'une augmentation de la pente de la marge impliquant le retrait de celle-ci.

Ces déformations ne peuvent s'exprimer que lorsque la ride est présente au contact interplaque. Dans le cas d'une ride perpendiculaire, elles se localiseront donc directement au front de la ride (fig. V.13a), alors que dans le cas d'une ride oblique (17°), elles ne s'observeront qu'une fois la ride subduite, c'est-à-dire après son passage le long de la fosse. Une segmentation latérale de la plaque supérieure est alors mise en évidence : la limite entre la zone surélevée comprise entre $y=0$ et $y=250$ km, c'est-à-dire en avant de la ride (fig. V.13b) et la zone subsidente comprise entre $y=250$ et $y=500$ km, en arrière de la ride, s'oriente parallèlement aux épontes de la ride. Son obliquité fait qu'au cours du temps, elle balaye la fosse latéralement, entraînant avec elle la plaque supérieure dans sa migration. Cela explique donc l'excès de matière en avant de la ride et le déficit de matière une fois la ride subduite.

Enfin, dans le cas d'une ride perpendiculaire, on remarque que l'écart de topographie de plus forte amplitude se localise en domaine avant-arc (environ 1 km d'altitude), résultant du relief de 2 km de la ride subduite.

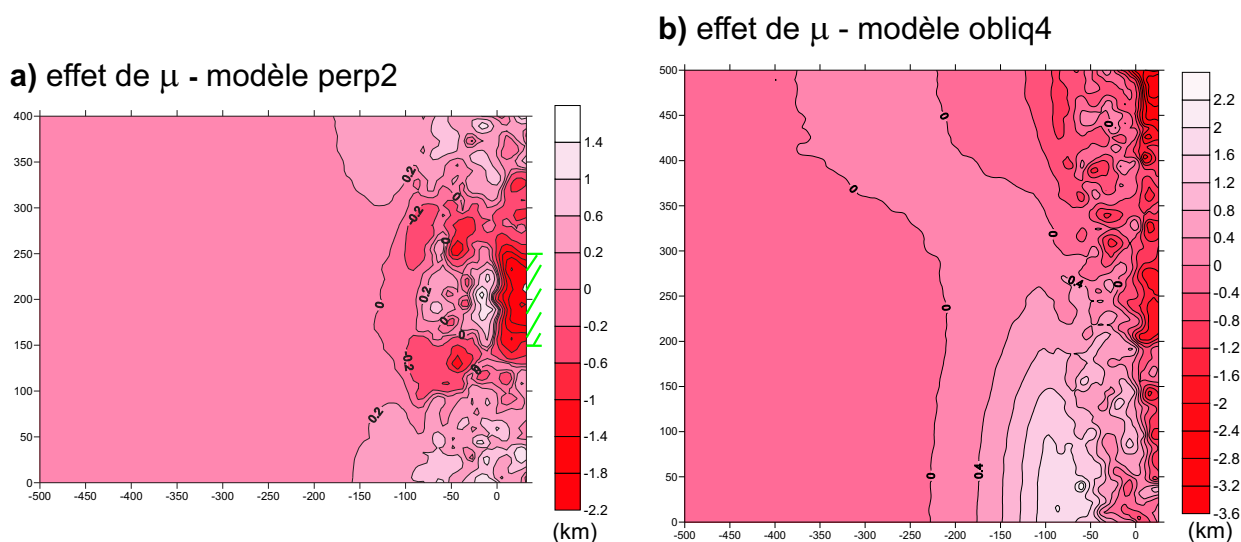
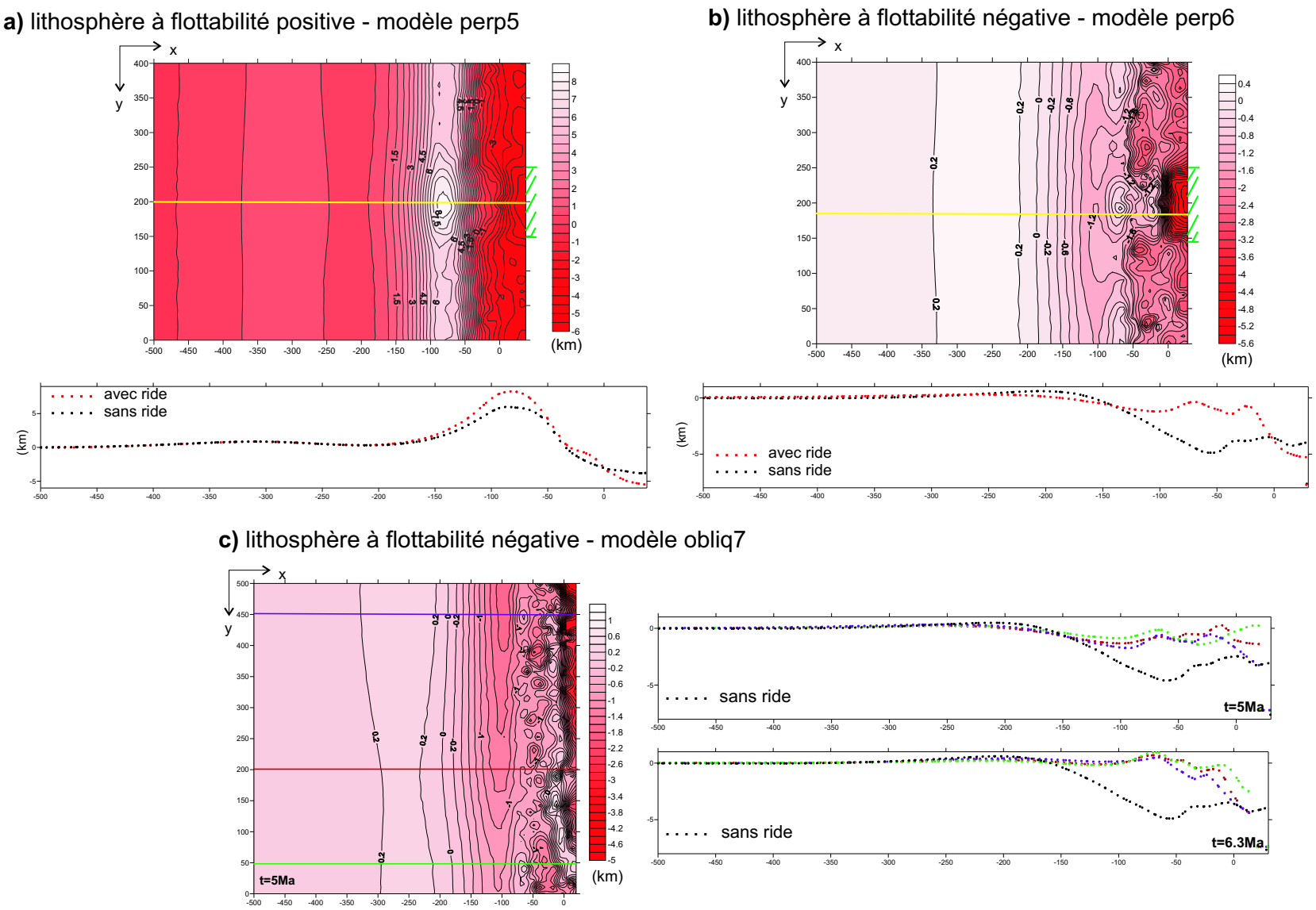


FIGURE V.13 – Effet d'une friction non nulle au toit de la ride sur la topographie de la plaque supérieure. Comparaison des modèles **perp2** et **obliq4**. La ride est définie par $\rho_{ride} = \rho_{lithos} = 3200 \text{ kg/m}^3$, $\mu_{ride} = 0.15$ et par des dimensions de 150 km de large \times 18 km d'épaisseur (tableau V.2).

V.4.3 Densité de la lithosphère

L'état de contrainte de la plaque chevauchante étant fortement contrôlé par le contraste de densité ($\Delta\rho_{lithos}$) entre la lithosphère et l'asthénosphère, avec $\Delta\rho_{lithos} = \rho_{lithos} - \rho_{asth} = 0$, nous avons testé l'impact de la subduction d'une ride peu dense ($\rho_{ride} = 2900 \text{ kg/m}^3$) sur l'évolution du relief de la plaque supérieure, avec $\Delta\rho_{lithos} = \pm 100 \text{ kg/m}^3$ (tableau V.2).



Hassani et al. [1997] ont montré que dans le cas où $\Delta\rho_{lithos} < 0$, la plaque supérieure était en compression et s'exprimait par une forte topographie en marge, alors que dans le cas où $\Delta\rho_{lithos} > 0$, la plaque supérieure était extensive, ce qui se traduisait par une forte subsidence dans le domaine avant-arc.

D'après les profils topographiques présentés en figure V.14, on remarque que dans le cas d'un contraste de densité négatif ($\Delta\rho_{lithos} = -100\text{kg/m}^3$) (fig. V.14a), la subduction d'une ride de faible densité induit un excès de topographie peu marqué dans l'arc et maintient un régime compressif dans la plaque chevauchante. A l'inverse, pour un contraste de densité positif ($\Delta\rho_{lithos} = 100\text{kg/m}^3$) associé à un régime extensif dans la plaque supérieure (fig. V.14b et c), la subduction de notre ride suffit à inverser la tendance d'une part, en inhibant la contrainte extensive selon l'axe x et d'autre part, en provoquant une surrection dans les domaines d'avant-arc et arc pouvant atteindre jusqu'à +5 km d'amplitude. Ce comportement s'observe quelle que soit l'obliquité de la ride.

La subduction d'une ride peu dense en contexte extensif peut donc avoir un impact significatif sur la déformation de la plaque supérieure, puisqu'elle peut aller jusqu'à transmettre une compression non négligeable à la plaque chevauchante dans le cas où une friction interplaque non nulle est appliquée à son toit.

V.5 Conclusions

La subduction de hauts bathymétriques est souvent tenue pour responsable de modifications majeures au sein du système convergent. Ces perturbations peuvent s'observer à deux niveaux :

(1) perturbation du comportement de la plaque plongeante, puisque les horizontalisations de plaque en subduction sont souvent corrélées à la subduction d'un corps flottant (e.g. ride de Juan de Fuca, ride de Nazca...[Gutcher et al., 1999a,b, 2000, von Huene et al., 1997], bien que cette relation ne soit pas vérifiée dans tous les cas (e.g. ride d'Entrecasteaux, ride de Louisville...).

(2) déformations locales au sein de la plaque chevauchante et/ou modifications majeures du régime tectonique régional (e.g. blocage ou ouverture d'un bassin arrière-arc favorisés).

Deux modèles sont actuellement proposés pour comprendre les conséquences de la subduction d'une ride au niveau des déformations engendrées dans la plaque chevauchante [Taylor et al., 2005] :

(a) *le modèle flexural ou de déplacement*, dû à un simple déplacement de matière vertical proportionnel au volume du relief subduit. La zone de surrection de la marge migre avec le déplacement/enfoncement de la ride ;

(b) *le modèle en compression* dû à un effet de poinçonnement de la marge par le relief en subduction, e.g. phénomène de collision, induisant de l'érosion tectonique, puis un surépaississement crustal par sous-placage des écaïles érodées.

Dans nos études paramétriques, les paramètres "densité" et "friction interplaque/couplage" ont permis de comparer ces deux modèles, pour quatre obliquités de ride différentes. Le tableau V.3 résume les différents résultats obtenus pour chaque obliquité de ride étudiée.

Pendage du panneau plongeant

Nos résultats ont montré que l'obliquité d'une ride pouvait engendrer un comportement du panneau plongeant différent (fig. V.11). Ces variations sont associées au contraste de densité entre la lithosphère subduite et l'asthénosphère, c'est-à-dire que le pendage dépend avant tout du volume de ride peu dense subduit. On a également observé que la ride augmentait la rigidité de la plaque en subduction et que si elle présentait une quelconque obliquité par rapport à la marge, elle s'opposait à la courbure de la lithosphère plongeante.

	Perpendiculaire (90°)	Oblique (17-45°)	Parallèle (0°)	Observations
Topographie aspérité $\rho_{asp} = \rho_{lithos} = 3200 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{asp} = \mu_{lithos} = 0$ $h_{asp} = 2 \text{ km}$	Contrôle la surrection zone avant-arc par déplacement vertical de la matière Zone limitée par les bords de la ride perpendiculaire à la fosse Surrection au toit du bord d'attaque de la ride Surrection parallèle à la fosse			
Densité Aspérité $\rho_{asp} = 2900 \text{ kg/m}^3$ $\rho_{lithos} = 3200 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{asp} = 0.15$	Contrôle la surrection zone avant-arc Surrection localisée au front de la ride Surrection avant-arc au front de la ride et en zone d'arc après subduction de la ride			Effet de la densité domine lorsque l'aspérité atteint la moitié inférieure du contact interplaque et e se poursuit sous l'effet du slab pull
	Contrôle le pendage du slab qui croît avec l'obliquité de la ride Pendage légèrement plus faible qu'un cas sans ride Tendance au sous-placage			
Densité Lithosphère $\rho_{lithos} = 3100\text{-}3300 \text{ kg/m}^3$ $\rho_{asp} = 2900 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{asp} = 0$	$\Delta\rho < 0$: amplifie l'effet de flottabilité induit par la ride Forte surrection de la zone arc/avant-arc, régime compressif, sous-placage du slab			
	$\Delta\rho > 0$: la flottabilité de la ride domine localement Surrection de la zone avant-arc, régime compressif, pas d'effet notable sur le pendage du slab			
Coefficient de friction Aspérité $\rho_{asp} = \rho_{lithos} = 3200 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{asp} = 0.15$	Contrôle la subsidence de la marge/fosse Subsidence de la marge au front de la ride Forte subsidence de la marge après subduction de la ride et entraînement de matière vers l'avant de la ride Forte subsidence après subduction de la ride			Effet dominant de la friction interplaque lorsque l'aspérité se situe à la moitié inférieure du contact interplaque
	Contrôle l'augmentation de la compression en zone interplaque Déformation de la plaque supérieure plus importante lorsque l'obliquité de ride diminue, car distribution spatiale de la contrainte compressive plus large à l'interplaque			
Modèles REF $\rho_{asp} = 2900 \text{ kg/m}^3$ $\rho_{lithos} = 3200 \text{ kg/m}^3$ $\rho_{asth} = 3200 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{asp} = 0.15$ $\mu_{lithos} = 0$	<ul style="list-style-type: none">. Indentation de la marge au front de la ride. Surrection avant-arc +2 km. Surrection arc +2.8 km. Pendage de 30°. Régime compressif au front et extensif de part et d'autre. Compression interplaque maxi de 80-100 MPa, zone réduite en abse du contact	<ul style="list-style-type: none">. Indentation de la marge après subduction de la ride. Surrection avant-arc au front de la ride +2 km. Surrection arc après le passage de la ride +3.5 km. Pendage de 27°. Extension après subduction de la ride. Compression interplaque maxi de 80-100 MPa, de la zone supérieure à la base du contact interplaque	<ul style="list-style-type: none">. Recul de la fosse. Surrection avant-arc +2 km. Surrection arc +4.2 km par effet du sous-placage du slab. Pendage de 16°. Régime compressif tout le long de la marge. Compression interplaque maxi de 80-100 MPa sur l'ensemble du contact interplaque	

TABLEAU V.3 – Bilan sur l'effet de la subduction d'une ride et des différents paramètres rhéologiques associés sur la déformation de la plaque supérieure (Pour toutes les simulations : $\rho_{asth} = 3200 \text{ kg/m}^3$).

Ces conclusions sont bien évidemment dépendantes des paramètres rhéologiques qui ont été utilisés dans cette étude. La prise en compte de la température au sein de la lithosphère et/ou de l'asthénosphère ou encore, la prise en compte d'un couplage visqueux lithosphère-asthénosphère semblent maintenant nécessaire pour affiner et mieux quantifier ces résultats. Toutefois, nos résultats sont en accord avec ceux proposés par Martinod et al. [2005], Van Hunen et al. [2000, 2001, 2002], qui prennent en compte une rhéologie viscoélastique et/ou un champ de température dans les études numériques et qui observent une horizontalisation du panneau plongeant dans le cas d'une anomalie de densité de type ride océanique ou plateau.

Couplage interplaque

D'après le couplage interplaque reconnu dans les zones de subduction [Pacheco et al., 1993], Scholz and Small [1997] propose que dans le cas d'une subduction initialement couplée et donc en régime de glissement instable, une augmentation de 100 MPa est largement suffisante pour créer des lacunes de sismicité au front des rides (la ride serait alors assimilée à une aspérité sismologique) et donc avoir un impact significatif sur la dynamique régionale. Dans le cas d'une subduction découplée, une augmentation de l'ordre de 60 ou 80 MPa serait suffisante pour amener le glissement dans la zone instable. Il renforce donc l'hypothèse de Cloos [1992] et Christensen and Lay [1988], selon laquelle la subduction d'un haut bathymétrique augmenterait localement le couplage sismique.

Avec les paramètres utilisés et pour toutes les géométries testées, on observe une augmentation de la compression horizontale au front des rides d'une valeur moyenne de 100 MPa. Cette zone compressive est d'autant plus étendue sur le contact interplaque que l'obliquité de la ride est faible. L'augmentation de cette compression horizontale parallèle à la direction de convergence, est induite par un coefficient de friction non nul au toit de la ride et pour lequel des déformations sont d'ordre lithosphériques. Cela suggère donc qu'un coefficient de friction non nul au toit de la ride est une condition nécessaire, en plus de sa flottabilité provoquant une compression verticale, pour "bloquer" momentanément la subduction.

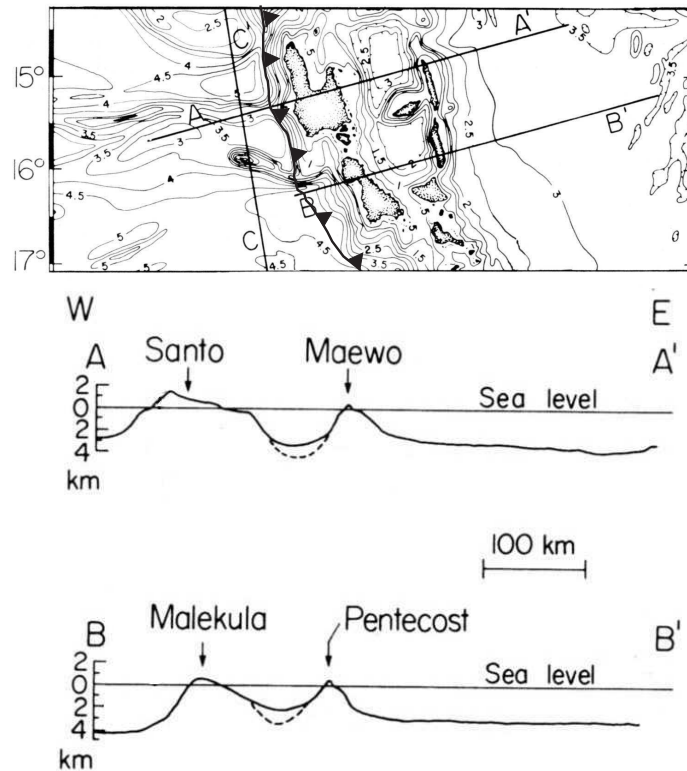
A noter que dans nos modèles, nous ne nous sommes pas intéressés à la déformation de la ride qui est uniquement soumise à la déformation interne majoritairement induite par la flexion de la plaque plongeante. Son sommet ne peut pas être "tronqué", pour faciliter sa subduction ou modifier le couplage interplaque, comme semblent le suggérer les données de terrain et certains modèles proposés [Baba et al., 2001, Cloos and Shreve, 1996].

Variations topographiques de la plaque supérieure

Quelle que soit la géométrie de la ride, on remarque des caractéristiques communes à la subduction d'un relief océanique, à savoir un retrait/approfondissement de la fosse, ainsi qu'une augmentation de la topographie au front de la ride, dans le domaine avant-arc et dans l'arc. Les exemples de subduction de reliefs océaniques étant nombreux dans les fosses actuelles, il est facile de comparer ces cas naturels à nos modèles.

(1) La subduction d'une ride perpendiculaire à la fosse et parallèle à la convergence peut être considérée comme un cas idéal, car les rides subissent généralement une composante de convergence légèrement oblique à la fosse. Néanmoins, la ride d'Entrecasteaux qui entre en subduction dans la fosse des Nouvelles Hébrides [Taylor et al., 2005] ou la ride de Juan Fernandez

a) Bathymétrie de la zone d'Entrecasteaux



b) Topographie - modèle perp4

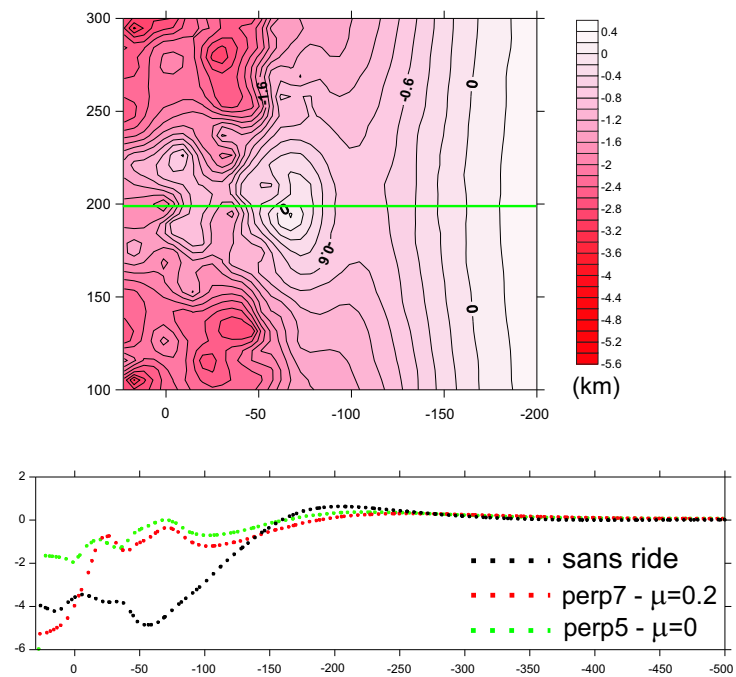


FIGURE V.15 – Comparaison de nos modèles avec les données bathymétriques de la zone au front de la ride d'Entrecasteaux, subduction des Nouvelles Hébrides. a) Topographie du modèle perp5 et comparaison des coupes topographiques en fonction de la friction appliquée au toit de la ride ; b) Carte bathymétrique de la zone d'Entrecasteaux et profils bathymétriques associés (Chung and Kanamori [1978], d'après Chaze [1971]).

dans la fosse du Chili sud [von Huene et al., 1997], sont de bons exemples naturels de ce type de configuration.

D'après nos résultats, l'existence d'une ride océanique de faible densité permet de maintenir une topographie significative dans la zone d'avant-arc, malgré un régime extensif dans la plaque supérieure induit par un contraste de densité positif ($\Delta\rho_{lithos} = 100 \text{ kg/m}^3$). Nous avons donc comparé nos modèles à la subduction de la ride d'Entrecasteaux, à laquelle on attribue la forte surrection de la zone avant-arc et une diminution de la profondeur de la fosse [Chaze, 1971, Chung and Kanamori, 1978, Lagabriele et al., 2003, Taylor et al., 2005].

Nos résultats montrent qu'un comportement similaire peut être obtenu dans le cas où la friction interplaque au toit de la ride est nulle (fig. V.15). On remarque cependant que l'on obtient une topographie plus importante au niveau du second bombement, contrairement à ce qu'on observe dans l'avant-arc des Nouvelles-Hébrides. Ce phénomène est probablement une conséquence du contraste de densité trop fort entre la ride et la lithosphère environnante ($\rho_{ride} = 2900 \text{ kg/m}^3$ contre $\rho_{lithos} = 3300 \text{ kg/m}^3$). Il serait donc intéressant de modéliser cette même configuration avec des contrastes de densité moins marqués entre ride et lithosphère, ainsi qu'avec des rhéologies plus réalistes afin d'en quantifier plus précisément les réels effets.

(2) La subduction d'une ride oblique est la situation la plus fréquemment rencontrée dans la nature. Cette géométrie conduit les rides à balayer la fosse sur plusieurs centaines de kilomètres au fur et à mesure de leur subduction, sans pour autant qu'elle ne subisse une convergence oblique, e.g. cas de la ride de Louisville qui migre vers le sud à une vitesse d'environ 12.8 cm/an, déformant l'ensemble de la marge depuis son point initial de subduction.

Pour cette géométrie, on a constaté une segmentation latérale de la plaque chevauchante. On a également noté un décalage entre le point d'entrée de la ride dans la fosse et l'expression de la déformation qu'elle génère dans la plaque chevauchante. Il a été montré dans la zone de subduction des Tonga des différences importantes dans les profils bathymétriques établis de part et d'autre de la ride et à son front (fig. V.16a). Il a ainsi été proposé que la ride provoquait l'érosion de la marge lors de sa subduction, induisant un approfondissement de la fosse, le retrait de la marge, l'augmentation de la pente de la marge, ainsi que la migration du sommet vers la fosse [Dupont, 1982, Ballance et al., 1989]. Nos modèles semblent confirmer une telle dynamique, puisque nos profils topographiques établis en avant de la ride, à son toit et en arrière de la ride témoignent d'un comportement similaire (fig. V.16b).

(3) La subduction d'une ride parallèle à la fosse est une configuration géométrique peu commune. D'après des modèles de cinématique des plaques, il semblerait tout de même que ce type de contexte se soit produit lors de l'initiation de la subduction de la ride de Louisville dans la fosse des Tonga, il y a 6 Ma, perturbant alors les mécanismes d'ouverture de la zone arrière-arc [Ruellan et al., 2003]. On peut également considérer que la subduction d'un plateau océanique représente un cas extrême de subduction d'une ride parallèle de dimensions exagérées (étendue spatiale et épaisseur), car ces deux structures perturbent la fosse à un même instant t et sur une grande distance.

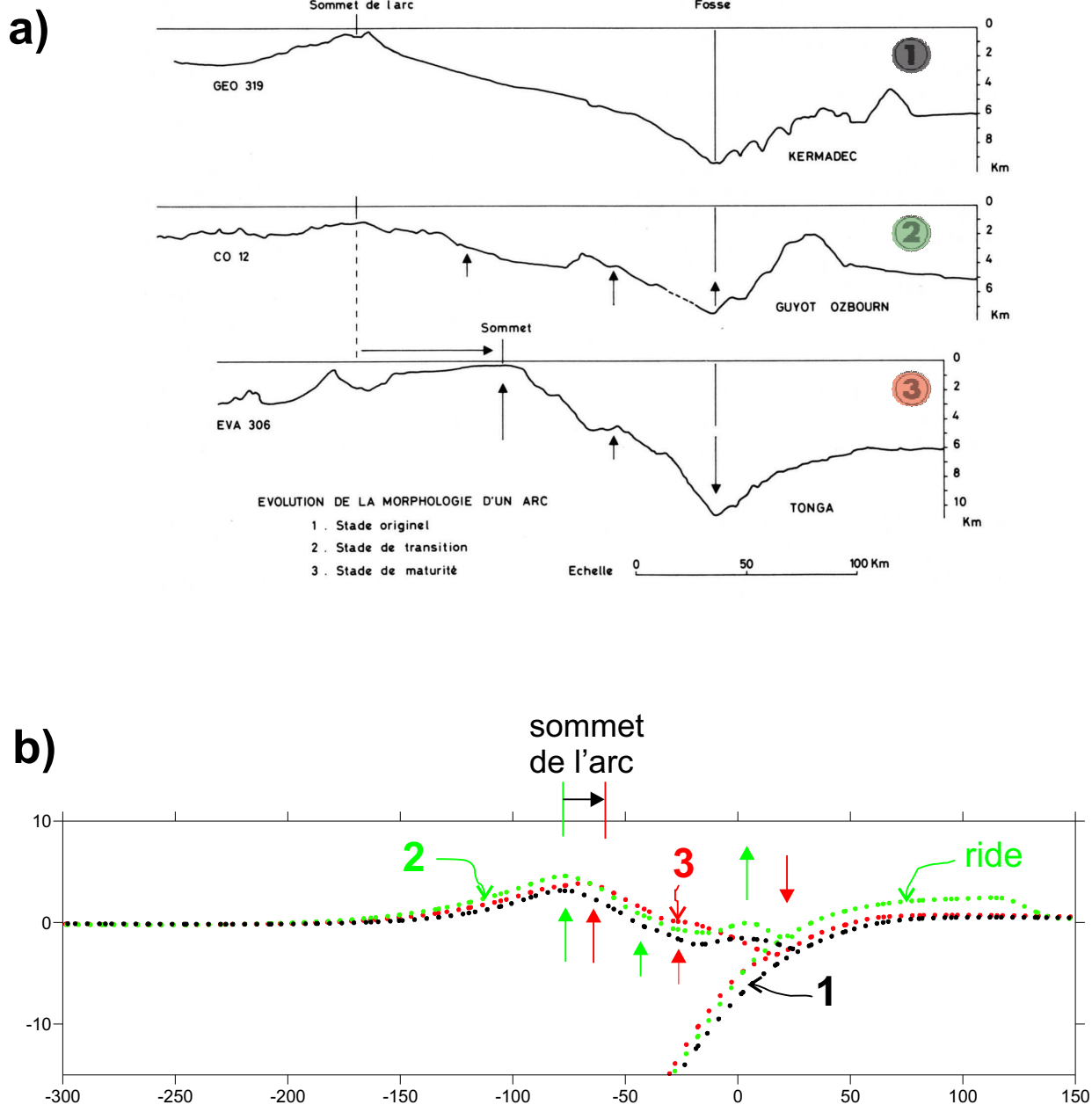


FIGURE V.16 – Comparaison entre les profils bathymétriques dans l'arc des Tonga-Kermadec (a) et les profils de notre modèle REF (b). Le stade 1 correspond à un arc non perturbé par une ride et est assimilé à l'arc de Kermadec. Le stade 2 est pris au front d'une ride en subduction et montre l'influence de l'initiation de la subduction d'un haut bathymétrique : le guyot d'Ozbourn est l'extrémité de la ride de Louisville actuellement dans la fosse. Le stade 3 correspond à l'arc après le passage de la ride, ici l'arc des Tonga. (profils bathymétriques d'après Dupont [1982]).

Seule cette géométrie peut être modélisée à deux dimensions, puisque le modèle est alors considéré comme infini dans la troisième direction. Ceci permet alors de pouvoir prolonger la durée de l'expérience, tout en limitant les temps de calcul. La figure V.17 illustre le résultat obtenu pour une ride caractérisée par les paramètres de nos modèles de référence (tableau V.1). On constate que la forte résistance à l'enfoncement de la ride provoque une déformation très intense au sein de la plaque plongeante, qui s'initie immédiatement en arrière du relief en subduction. Ce type de déformation peut évoluer en une zone de rupture et initier un nouveau plan de subduction. Un tel mécanisme a en effet été invoqué pour expliquer l'accrétion de terrains allochtones, de type plateau océanique le long de la marge équatorienne [Jaillard et al., 2005, Bonnardot et al., 2004, Bonnardot, 2003]. Ce type de déformation est également connu dans la fosse de Nankai malgré la subduction perpendiculaire à la fosse de l'arc volcanique d'Izu-Bonin, où la résistance à son enfoncement provoque un écaillage de la lithosphère océanique à l'origine de la ride de Zénisu [Lallemant et al., 1989]. Enfin, à une plus grande échelle dans l'océan Indien, le différentiel de mouvement entre la subduction rapide sous l'arc de la Sonde et la collision Inde-Asie au Nord est responsable du flambage de la lithosphère océanique Indienne [Neprochnov et al., 1988, Krishna et al., 1998, Chamot-Rooke et al., 1993].

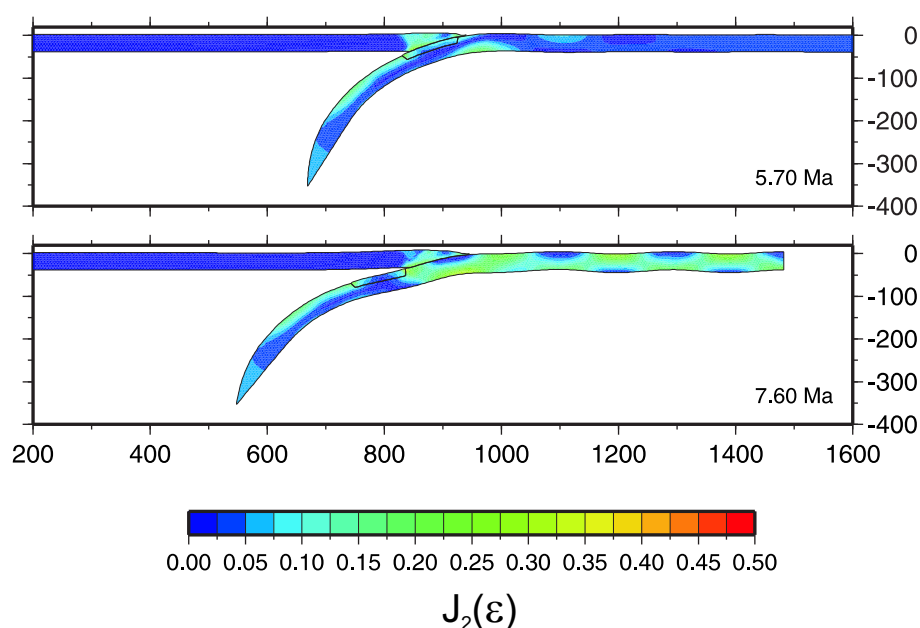


FIGURE V.17 – Evolution dans le temps de la subduction d'une ride parallèle (modélisation mécanique 2D). Les paramètres du modèle sont identiques à ceux utilisés dans les modèles de référence 3D, à savoir : $\rho_{ride} = 2900 \text{ kg/m}^3$, $\mu_{ride} = 0.15$, $\Delta\rho_{lithos} = 0$ et $\mu_{lithos} = 0$. La résistance à l'enfoncement de la ride induit une déformation intense au sein de la plaque plongeante.

Ainsi d'après les quelques comparaisons faites avec des cas naturels, on remarque que densité et friction interplaque non nulle semblent toutes deux nécessaires pour obtenir les caractéristiques communes observées au front des rides en subduction : approfondissement de la fosse et augmentation de la pente de la marge après le passage de la ride, e.g. arc des Tonga, fig. V.16 (effet de la friction interplaque), sur-surrection de l'arc et de l'avant-arc (effet de la densité et de la topographie de la ride), perturbations d'ordre lithosphérique du régime des contraintes (principalement effet de la friction interplaque). Il faut noter tout de même que ces résultats dépendent des limites de notre approche numérique, puisque par exemple, les phénomènes d'érosion tectonique ne sont pas pris en compte par nos modèles.

Régime tectonique de la plaque supérieure

La différence la plus intéressante entre les trois types de géométrie est la répartition des contraintes déviatoriques horizontales, σ_{xx} et σ_{yy} . On remarque clairement que le passage d'une aspérité océanique perturbe le champ des contraintes dans la plaque supérieure et ce, de façon entièrement dépendante de la géométrie de la ride (fig. V.18). On observe pour l'ensemble des modèles une composante compressive au front de la ride due au fort couplage interplaque, qui est accommodée latéralement par la flexion de la plaque. Si la ride est parallèle à la fosse (fig. V.18b), l'ensemble de la plaque supérieure subit une compression parallèle à la direction de convergence. Dans le cas d'une ride perpendiculaire à la marge (fig. V.18a), cela se traduit par un poinçonnement de la marge au front de la ride accommodé par des décrochements latéraux. Cette configuration rappelle les modèles de collision proposés par Tapponnier et al. [1982], England and Houseman [1986] et Houseman and England [1993]. Une extension horizontale et normale à la fosse est alors observée de part et d'autre de la zone indentée.

La distribution des contraintes déviatoriques horizontales est plus complexe dans le cas d'obliquité de la ride comprise entre 0 et 90° (fig. V.18c et d), car elles s'organisent différemment de part et d'autre de la ride. Au front de la ride, on observe pour les deux obliquités des contraintes compressives en x et en y, accommodées par des décrochements latéraux, qui dépendent du degré de subduction de la ride (compression à l'interplaque uniquement ou mouvements verticaux accentués par le passage de la ride à la limite inférieure du contact interplaque). En arrière de la ride après son passage, on localise une zone extensive à la fois en x et en y.

Ces résultats ont été obtenus avec un coefficient de friction plus fort au toit de la ride qu'au toit de la lithosphère et une ride moins dense que la lithosphère. Ils montrent que la subduction d'une ride segmente la plaque supérieure en terme de répartition des contraintes et donc en terme de déformation. Une ride génère de la compression dans la plaque supérieure, à son toit et parallèle à sa direction. Au niveau de son bord d'attaque (au front de la ride), la compression s'oriente perpendiculairement au relief et perturbe les contraintes de la plaque chevauchante avant son entrée en subduction. Après son passage, les contraintes horizontales compressives se relâchent au sein de la plaque chevauchante et de l'extension se développe parallèlement à l'arc. Ces résultats sont schématisés à la figure V.19. Une tendance similaire de la répartition du champ de contraintes dans la plaque chevauchante avait déjà été proposée par Geist et al. [1993], en modélisant en 2D la subduction d'une ride oblique, sous une plaque supérieure de rhéologie viscoélastique.

Ainsi, avant d'entrer en subduction, la ride a déjà une influence compressive selon la direction de convergence sur la plaque supérieure (par diminution de l'extension). Dès qu'elle n'est plus présente à la fosse, l'extension d'extrados s'intensifie et se généralise à sur toute l'épaisseur de la lithosphère du fait de la transition de couplage interplaque entre un coefficient de friction de 0.15 au toit de la ride à un coefficient nul au toit de la plaque océanique. Ce schéma est semblable au cas actuel de la subduction de la ride de Louisville qui entre en subduction dans la zone Tonga-Kermadec et qui segmente actuellement la plaque supérieure en deux secteurs : une zone où l'extension arrière-arc est très active (segment Tonga-Lau) et une zone où le rifting de l'arc semble actuellement figé (segment Kermadec-Havre) (fig. V.20).

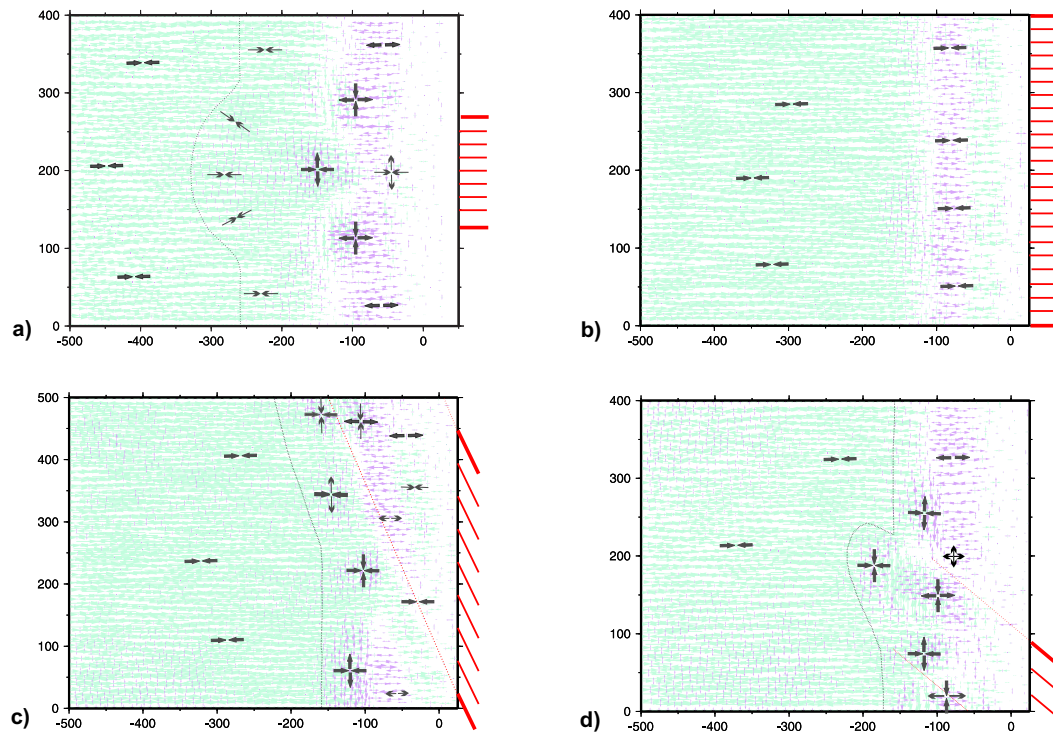


FIGURE V.18 – Distribution des contraintes déviatoriques horizontales selon les axes x et y pour les modèles de référence de chaque géométrie de ride en subduction (représentée par les traits rouges au niveau de la fosse). Les flèches vertes indiquent la contrainte la plus compressive, les flèches violettes, la contrainte la moins compressive et la ligne pointillée indique la limite de perturbation du champ de contraintes.

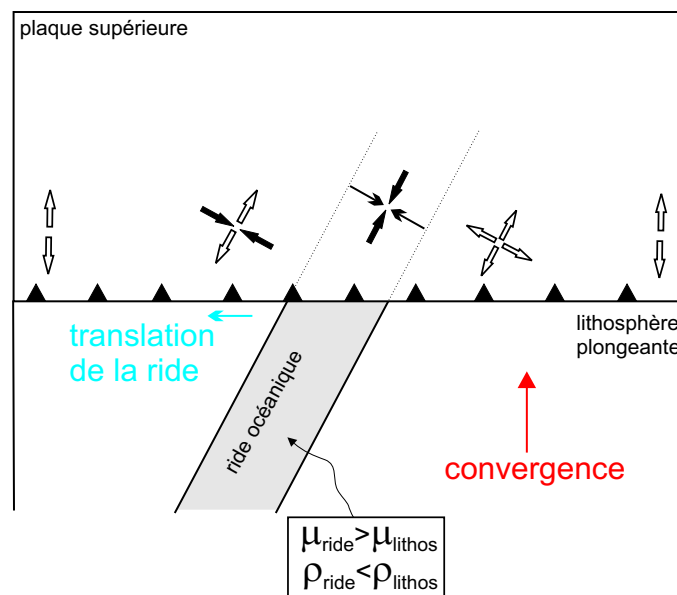


FIGURE V.19 – Schéma présentant l'effet de la subduction d'une ride oblique sur le régime des contraintes de la plaque supérieure, pour les paramètres utilisés : $\mu_{ride} = 0.15$ et $\rho_{ride} = 2900 \text{ kg/m}^3$; $\mu_{lithos} = 0$ et $\rho_{lithos} = 3200 \text{ kg/m}^3$.

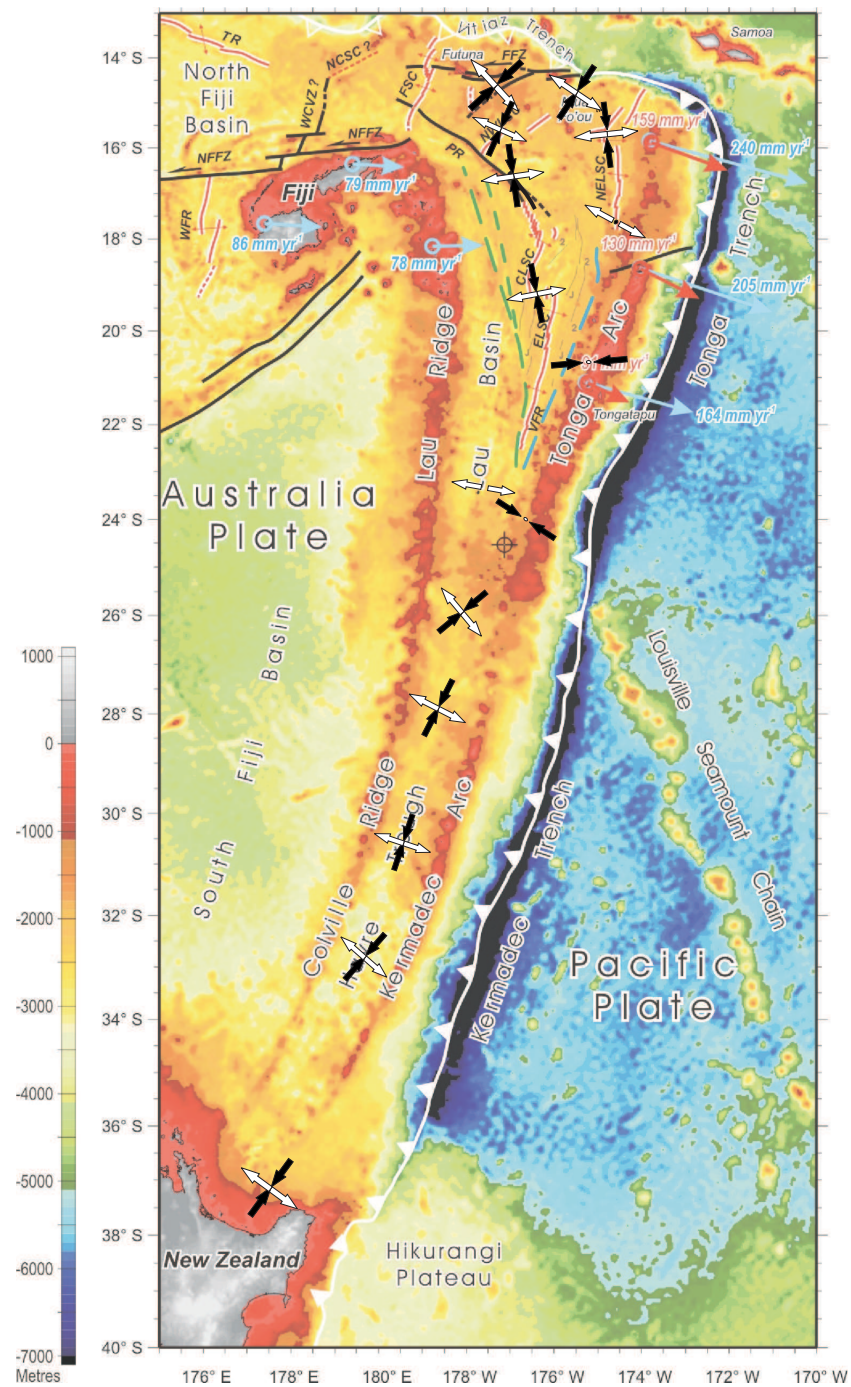


FIGURE V.20 – Régime tectonique de la plaque supérieure du système Tonga-Kermadec. L'entrée en subduction de la ride de Louisville perturbe le tenseur des contraintes localement et contribue à la segmentation de la plaque chevauchante entre le domaine Tonga caractérisé par un bassin arrière-arc mature et le domaine Kermadec, où le rifting semble actuellement figé ou très peu actif. Bathymétrie de Zellmer and Taylor [2001]. Tenseurs des contraintes de Bonnardot et al. [2007].

En conclusion, nos résultats confirment que la subduction de reliefs océaniques de taille modérée peut engendrer des déformations majeures dans la plaque chevauchante, en fonction des caractéristiques géométriques et rhéologiques. En revanche, aucune conclusion précise ne peut être tirée sur le comportement du panneau plongeant, car les modèles et les rhéologies utilisés dans cette étude ne permettent pas d'étudier précisément son évolution.

Tous ces modèles ont été réalisés pour une convergence normale à la fosse, le déplacement parallèle à la fosse de la ride n'étant dû qu'à sa seule obliquité. Cependant, les résultats montrent que le balayage d'une ride à friction interplaque non nulle, tend à entraîner dans son mouvement la plaque supérieure. Cela suggère donc que l'existence d'une composante oblique dans la convergence des plaques accentuerait l'effet de balayage de la ride, dans le cas où les directions de balayage initial et de mouvement des plaques oblique seraient de même sens.

Conclusions

Ce travail a permis la validation d'un outil numérique en 3 dimensions, développé dans le cadre de cette thèse par Riad Hassani. Au vu des premiers résultats que nous avons obtenus, la prise en compte de la troisième dimension est définitivement indispensable pour étudier et comprendre le phénomène de subduction.

Notre étude a mis en évidence que :

(1) La géométrie de la marge et donc la variation de direction de la convergence, joue un rôle essentiel sur la distribution de la déformation au sein de la plaque supérieure. Nos modèles montrent qu'une marge convexe vers l'océan induit un régime compressif dans la plaque supérieure, qui s'accompagne d'une surrection significative. A l'inverse, une marge concave vers l'océan engendre de l'extension dans la plaque supérieure.

(2) La subduction d'une ride océanique perturbe de manière significative le champ de déformation de la plaque chevauchante. Son obliquité par rapport à la fosse, en plus de sa flottabilité ou de la variation de couplage interplaque qu'elle induit, sont des paramètres majeurs qui contrôlent la distribution et l'ampleur des déformations.

Ces résultats permettent d'expliquer certaines évolutions géodynamiques observées dans des cas naturels, telles que des segmentations tectoniques coïncidentes avec l'entrée en subduction de reliefs océaniques. Par ailleurs, bien que la subduction océanique ait été notre objet d'étude, les résultats obtenus sur la géométrie complexe des marges semblent également s'appliquer aux déformations observées dans des contextes de collision continentale, telle que la déformation Himalayenne [Guillot et al., 2003].

Notre compréhension globale des effets liés à des variations latérales du système, sur la distribution de la déformation de la plaque supérieure, nous autorise désormais à mener des études paramétriques plus fines, en utilisant des rhéologies plus complexes prenant en compte l'effet d'un gradient thermique.

En conclusion, un grand nombre de questions restées jusqu'alors irrésolues peuvent désormais être envisagées grâce à ce nouvel outil numérique 3D. L'étude approfondie de la convergence oblique et du partitionnement de la déformation, dans un contexte où des discontinuités rhéologiques et/ou géométriques existent au sein de la plaque chevauchante est un exemple de question fondamentale qui persiste.

Troisième partie

Evolution géodynamique de la subduction des Tonga-Kermadec

"Nous ne voyons que ce que nous savons".

Goethe

La zone de subduction de Tonga-Kermadec appartient une vaste frontière de plaque, le long de laquelle s'affrontent les plaques Pacifique et Australienne. L'accommodation de cette convergence s'effectue grâce à deux subductions de vergence opposée, la subduction des Nouvelles Hébrides vers le Nord-Est et celle des Tonga-Kermadec vers l'Ouest. Ces systèmes sont tous deux associés à des ouvertures de bassin arrière-arc, dont le bassin de Lau-Havre en arrière l'arc Tonga-Kermadec qui fut l'un des premiers à être identifié [Karig, 1971]. De ce fait, le segment des Tonga compte parmi les systèmes convergents et extensifs les mieux documentés et bénéficie d'une vaste couverture pour l'acquisition de données variées (e.g. pétrologie, morphostructurale, géodésie, sismologie, hydrothermalisme...). Le segment Kermadec est quant à lui bien documenté dans sa partie sud, à proximité de la Nouvelle-Zélande, mais souffre d'une lacune certaine dans sa partie Nord (26°S-32°S).

L'étude approfondie de cette zone reste malgré tout contraignante, car l'acquisition de la majorité des données doit s'effectuer lors des campagnes océanographiques. Il est donc important de mettre en relation toutes les données recueillies sur cette zone pour en comprendre le réel fonctionnement et bien identifier les zones majeures du système.

Cette dernière partie a pour objectifs de présenter les résultats obtenus par diverses approches (sismologie, géochimie, morphotectonique...), en les complétant par une étude sismotectonique large de la zone, afin de proposer un modèle d'évolution géodynamique possible de cette zone complexe.

Chapitre VI

Cadre général de la zone

La subduction des Tonga-Kermadec s'étend sur plus de 3000 km, entre les latitudes 15°S et 40°S. Active depuis au moins 45 Ma [Hawkins and Falvey, 1985], elle se prolongeait initialement vers le Nord avec la fosse du Vitiaz, aujourd'hui abandonnée suite à la collision du plateau d'Ontong Java plus à l'Ouest (-12 Ma) (fig. VI.1). Cette collision a engendré un bouleversement important dans le système actif du Sud-Ouest Pacifique, qui s'est traduit par sa réorganisation totale avec l'inversion de la subduction de la zone des Nouvelles-Hébrides. Aujourd'hui, les deux subductions à vergence opposée sont reliées entre elles par une zone complexe à forte extension diffuse, entraînant la rotation anti-horaire de la plateforme fidjienne depuis environ 8 Ma [Malahoff et al., 1982, Taylor et al., 2000]. Du fait de sa grande extension, le système de subduction Tonga-Kermadec présente de nombreuses variations du Nord au Sud, que ce soit en terme de vitesse et direction de la convergence Australie-Pacifique, en terme de structure morphologique du bassin arrière-arc ou encore en terme de magmatisme. Il convient donc d'étudier ce système en deux segments distincts, à savoir le segment Tonga-Lau et le segment Kermadec-Colville. Ce choix est justifié par une segmentation naturelle du système autour de 26°S, provoquée par la subduction actuelle de la ride asismique de Louisville (fig. VI.1).

Sommaire

VI.1	Les objets géologiques mis en jeu	139
VI.2	Le système Tonga-Lau	141
VI.2.1	Caractéristiques structurales du système	141
VI.2.2	Une diversité géochimique forte : implications géodynamiques	142
VI.3	Le système Kermadec-Colville	147
VI.3.1	La fosse et l'arc	147
VI.3.2	Le domaine arrière-arc	148
VI.3.3	La zone d'Hikurangi	149
VI.4	Evolution géodynamique du système Tonga-Kermadec	150
VI.4.1	L'ouverture du bassin de Lau	151
VI.4.2	Evolution du segment Kermadec	151
VI.5	Conclusions	153

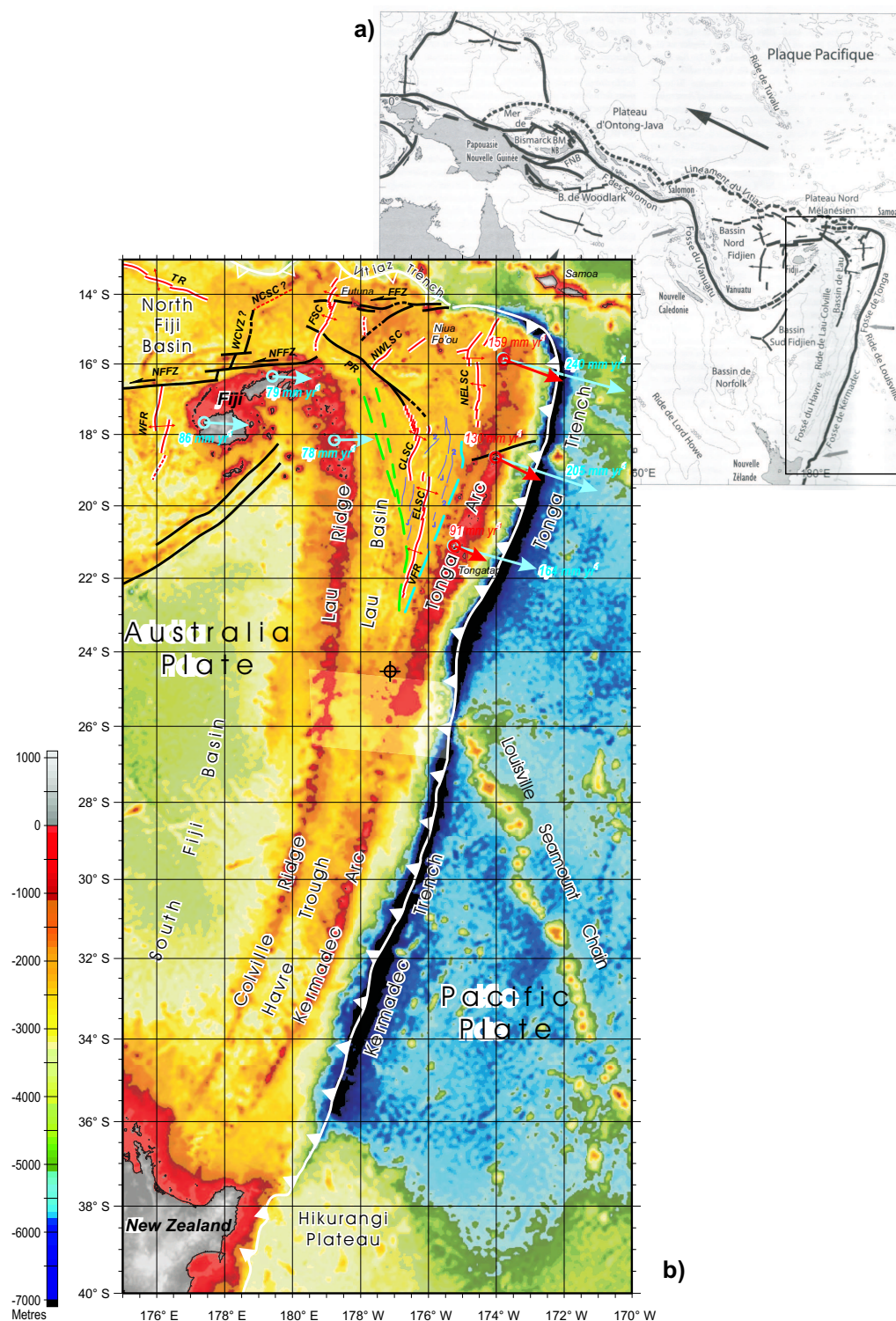


FIGURE VI.1 – (a) Schéma géodynamique global du Sud-Ouest Pacifique [Ruellan and Lagabrielle, 2005]; BM : Bassin de Manus ; NB : Nouvelle Bretagne et (b) bathymétrie du système Tonga-Kermadec (Ruellan et al. [2003], d'après une compilation des résultats de Bevis et al. [1995], Zellmer and Taylor [2001], Smith and Sandwell [1997]; CLSC : Central Lau Spreading Center; ELSC : East Lau Spreading Center; VFR : Valu Fa Ridge; NELSC : Northeast Lau Spreading Center; NWLSC : Northwest Lau Spreading Center; FFZ : Futuna Fracture Zone; PR : Peggy Ridge; FSC : Futuna Spreading Center; WFR : West Fiji Rift; WCWZ : West Cikobia Volcanic Zone; TR : Tripartite Ridge; NFFZ : North Fiji Fracture Zone; NCSC : North Cikobia Spreading Center.

VI.1 Les objets géologiques mis en jeu

Le système Tonga-Kermadec s'allonge selon une direction moyenne N15°E et présente une forte variation du Nord au Sud (fig. VI.1). La segmentation du système repose sur les stades d'ouverture du bassin arrière-arc, avec le Bassin de Lau au stade de l'océanisation, en arrière de l'arc Tonga et le Fossé du Havre, en phase de rifting en arrière de l'arc Kermadec. Elle repose également sur les taux de convergence Pacifique/Australie décroissants du segment Tonga (environ 10 cm/an ou encore près de 24 cm/an à l'extrémité Nord de la zone pour la convergence Pacifique/arc Tonga [Bevis et al., 1995]) au segment Kermadec (4.9 cm/an au sud de la fosse de Kermadec), du fait de la localisation actuelle du pôle de rotation entre les plaques Pacifique et Australie localisé vers 62°S, 173°E [DeMets et al., 1990, Parson and Wright, 1996]. La limite entre ces deux bassins est marquée par l'entrée en subduction de la ride asismique de Louisville. Cette ride correspond à un alignement de monts sous-marins, dont la provenance probable se situe au niveau de la ride de Hollister (50.5°S, 139.2°W) au sud de la zone de fractures d'Eltanin [Geli et al., 1998, Watts et al., 1988, Lonsdale, 1988]. Bien que les monts sous-marins qui la constituent soient de taille modeste (2-2.5 km d'altitude et 10-40 km de diamètre [Ballance et al., 1989]), le bombement crustal associé est estimé à plus de 100 km de large et environ 15 km d'épaisseur [Ballance et al., 1989, Lyons et al., 2000]. Le guyot d'Osborn, à l'extrémité Nord de la ride et actuellement au front de la fosse, est daté à environ 79 Ma. Ballance et al. [1989] ont montré que le régime tectonique de la marge Tonga-Kermadec était dépendant de la subduction de cette ride, qui accélère le processus d'érosion tectonique, provoquant un taux d'érosion de l'ordre de 50 km/Ma, sans que la ride ne soit accrétée à la marge [Ballance et al., 1989, Wright et al., 2000]. Cette relation expliquerait le décalage vers l'ouest de l'arc volcanique actif des Tofua par rapport à l'arc volcanique des Kermadec [Pelletier and Dupont, 1990]. La zone située au front de la ride de Louisville est fortement surélevée et présente un régime compressif qui empêche l'ouverture du domaine arrière-arc (fig. VI.1).

La fosse se termine au Nord sur une vaste zone décrochante, la Zone de Fracture de Futuna (FFZ), le long de laquelle se produit une déchirure de la plaque plongeante Pacifique [Millen and Hamburger, 1998]. Le point chaud des Samoa se situe curieusement dans l'alignement N15°E de la fosse, mais sur la plaque Pacifique. L'origine de ce point chaud est discutée. Il trouverait son origine dans le bombement de la plaque Pacifique, provoquant une remontée asthénosphérique [Natland, 2004]. Bien que très discutée, cette remontée serait associée à un phénomène de type "fracture chaude" et non de type Hawaï [Natland, 2004, Hart et al., 2004]. Toutefois, quelle que soit son origine, ce point chaud associé à de fortes perturbations au niveau de la convection mantellique sous-jacente, semble affecter l'évolution du bassin de Lau, tant sur le plan géochimique que sur le plan du comportement de la plaque plongeante. Ces deux points seront détaillés par la suite.

Ce contexte tectonique particulier fait donc de la zone de subduction Tonga-Kermadec un système complexe, où se superposent de nombreux mécanismes (ouverture arrière-arc, déchirure de la plaque plongeante, subduction de reliefs océaniques, convergence oblique...). Leur rôle respectif reste difficile à évaluer sur la géométrie du dispositif actuel. Une mise en commun de l'ensemble des données disponibles sur la zone semble essentielle pour retracer et identifier la succession des événements à l'origine de cette configuration géodynamique.

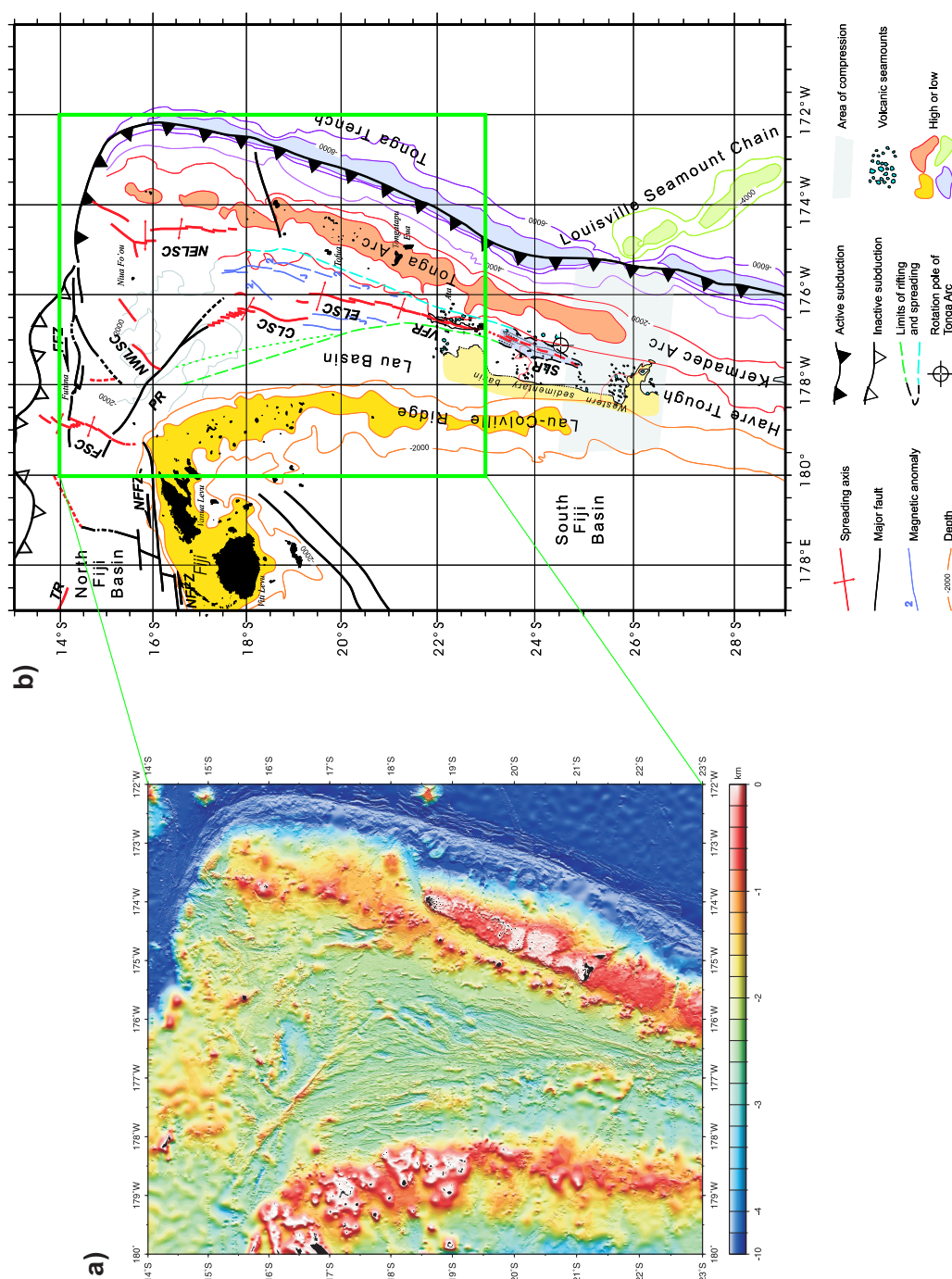


FIGURE VI.2 – (a) Bathymétrie [Zellmer and Taylor, 2001] et (b) carte structurale du système Tonga-Lau [Ruellan et al., 2003]. CLSC : Central Lau Spreading Center; ELSC : East Lau Spreading Center; SLR : Southern Lau Rift; NELSC : Northeast Lau Spreading Center; NWLSC : Northwest Lau Spreading Center; FFZ : Futuna Fracture Zone; PR : Peggy Ridge; FSC : Futuna Spreading Center; TR : Tripartite Ridge; NFFZ : North Fiji Fracture Zone.

VI.2 Le système Tonga-Lau

VI.2.1 Caractéristiques structurales du système

Ce segment se caractérise par la présence d'un bassin arrière-arc développé, le Bassin de Lau, qui sépare la ride rémanente de Lau à l'ouest et la ride volcanique de Tonga-Tofua à l'est (fig. VI.2). Il est bordé au Nord par une vaste zone décrochante, la Zone de Fracture de Futuna (FFZ), le long de laquelle la plaque Pacifique se déchire et coulisse vers l'Ouest [Millen and Hamburger, 1998, Pelletier and Louat, 1989, Zellmer and Taylor, 2001].

La géométrie de ce bassin présente une forme globale en V (fig. VI.2), du fait des taux d'expansion variables du Nord au Sud, à savoir environ 16 cm/an vers 16°S, à 7.5 cm/a vers 23°S [Bevis et al., 1995]. La distribution des anomalies magnétiques indique que les âges les plus anciens, 2 à 2.5 Ma, sont situés au centre du bassin au niveau des structures en recouvrement ELSC et CLSC. Elles mettent également en évidence une migration des axes d'accrétion vers le sud [Taylor et al., 1996, Parson and Wright, 1996]. Bien que la zone Nord du bassin soit mal contrainte par les données, une accrétion active de l'axe NWLSC a été identifiée et datée à 1 Ma. Un second système d'axe d'accrétion existe également au Nord Est du bassin, avec l'axe NELSC. Cet axe est particulier et segmenté en trois parties : (1) la partie Nord correspond à un segment d'axe qui rejoint l'extrémité de la fosse et participe au point triple fosse-transformante-axe d'accrétion ; il est à l'origine de laves de type boninites. (2) La partie centrale correspond au point triple de Mangatolu où se rejoignent trois branches d'axes d'accrétion jeunes (< 1 Ma) et de courte longueur et (3) la troisième partie est matérialisée par un segment sud, orienté selon une direction Nord-Sud, qui se propage vers le sud en affectant l'arc Tofua vers 18°S.

Les axes d'accrétion majeurs semblent donc bien identifiés dans le bassin de Lau et la structure ainsi que la géochimie de la croûte océanique, sont caractéristiques d'une océanisation mature (roches de type MORB) [Hawkins, 1995, Parson and Wright, 1996, Fujiwara et al., 2001, Taylor et al., 1996]. L'organisation des axes d'accrétion en échelon suggère une ouverture du bassin contrôlée par une tectonique active décrochante, qui est couramment interprétée comme résultant du balayage de la ride de Louisville le long de la fosse [Ruellan et al., 2003]. La géométrie du bassin et les anomalies magnétiques confortent cette hypothèse en suggérant un pôle d'ouverture actuel situé à environ 24°35'S, 177°15'W, soit au front de la ride de Louisville (fig. VI.2) [Ruellan et al., 2003, Zellmer and Taylor, 2001], qui aurait migré progressivement du Nord vers le Sud depuis le début de l'ouverture du bassin.

Hormi ces axes d'accrétions majeurs, plusieurs structures remarquables correspondant à des hauts bathymétriques, sont observées dans le bassin, telles que la ride de Peggy. Le rôle tectonique de cette ride est ambigu, car qu'elle montre à la fois les caractéristiques d'une faille décrochante dextre, d'une transformante, puisqu'elle relie aujourd'hui l'axe NWLSC au CLSC, ou encore d'une zone d'accrétion diffuse, liée à l'initiation du rifting du bassin de Lau [Hughes-Clarke et al., 1993, Ruellan and Lagabrielle, 2005, Hawkins, 1995]. Il est probable que cette structure ait été sollicitée de différentes manières depuis l'initiation du rifting du Bassin de Lau, jusqu'à la mise en place du dispositif actuel. Par conséquent, la superposition des différentes phases tectoniques rend actuellement l'interprétation de cette structure ambiguë. Plus au Nord, on note également la présence du plateau de Rochambeau, qui prolonge vers le Sud-Est l'archipel de Futuna-Alofi en mer (fig. VI.2), mais dont la structure est encore très mal connue du fait d'une lacune de données certaine dans la zone. L'étude approfondie de la ride Futuna-Alofi révèle une structure complexe, avec un grain structural de type de croûte océanique de direction NE-SW, recoupant l'ensemble des structures actuellement connues [Pelletier et al., 2000, 2001]. De plus, cette zone est comprise dans la large zone décrochante, qui termine la subduction tongienne au nord. Cette zone est caractérisée par la présence de nombreux hauts fonds, dont l'origine est encore incertaine. D'après les données bathymétriques, ils se trouvent dans l'alignement des îles de Samoa, ce qui suggère leur appartenance à cette chaîne volcanique (fig. VI.1) .

Enfin, l'extrémité de la ride de Lau est raccordée à la plateforme fidjienne, qui d'après les anomalies magnétiques a subi une forte rotation anti-horaire depuis environ 8-10 Ma liée à l'ouverture du bassin Nord Fidjien [Malahoff et al., 1982, Taylor et al., 2000]. La plateforme fidjienne correspond à l'extrémité de l'ancien arc volcanique de Lau-Tonga, formé lorsque la subduction du Vitiaz était active [Gill, 1976]. Les données géochimiques de laves émises témoignent cependant d'une activité magmatique récente de type volcanisme intraplaque [Gill and Whelan, 1989, Gill, 1984].

VI.2.2 Une diversité géochimique forte : implications géodynamiques

La réorganisation géodynamique du système SW Pacifique lors du blocage de la fosse du Vitiaz, suivi de l'inversion de la subduction des Nouvelles-Hébrides, a modifié la géométrie des plaques subduites et donc des barrières géochimiques au sein du manteau supérieur [Wendt et al., 1997, Ewart et al., 1998, Clift and Vroon, 1996]. Ce bouleversement s'est accompagné d'un comportement mantellique complexe, comme en témoigne la grande variété des roches magmatiques échantillonnées. Il en résulte aujourd'hui des limites floues entre les deux unités géochimiquement distinctes en présence : le manteau Indien et la manteau Pacifique.

A partir de l'évolution spatiale et temporelle observée dans les laves, il est possible d'effectuer des zonations géochimiques dans l'ensemble du système. Cette zonation permet d'appréhender la dynamique du manteau asthénosphérique de la zone et d'estimer les contributions variables au cours du temps de certaines sources, afin de contraindre l'évolution récente du contexte tectonique du système [Smith and Price, 2006].

Les causes de ces anisotropies fortes au sein manteau révélées par les variations latérales importantes des éléments traces et isotopes, peuvent être multiples :

- (1) modification de la composition géochimique du coin mantellique situé entre la plaque plongeante et la plaque chevauchante, suite aux extractions multiples des liquides issus de la fusion partielle ;
- (2) modifications des matériaux entrant en subduction : sédiments détritiques, pélagiques, volcanoclastiques, relief volcanique, etc... et de leur quantité ;
- (3) dynamique du coin mantellique particulière, permettant le déplacement latéral ou vertical des sources : à l'origine de l'affrontement entre manteau Indien et manteau Pacifique, mais également de la contribution de sources ponctuelles, telles que des sources de type OIB, c'est-à-dire d'un panache mantellique.

Evolution du coin mantellique "naturel"

Du fait des phases successives de fusion partielle dans le coin mantellique, ce dernier s'appauvrit naturellement en éléments incompatibles et il devient de plus en plus sensible aux apports liés à la plaque plongeante [Regelous et al., 1997, Turner and Hawkesworth, 1997, Turner et al., 2000, George et al., 2005]. Bien qu'elles soient issues d'une source de type MORB Pacifique, les laves de l'arc Kermadec proviennent d'une source moins appauvrie que les laves de Tonga-Tofua [Ewart et al., 1998, Turner and Hawkesworth, 1997, Regelous et al., 1997]. Cette variation spatiale est attribuée à l'augmentation de l'activité magmatique de la zone Tonga liée à l'ouverture du bassin de Lau, puisque cette

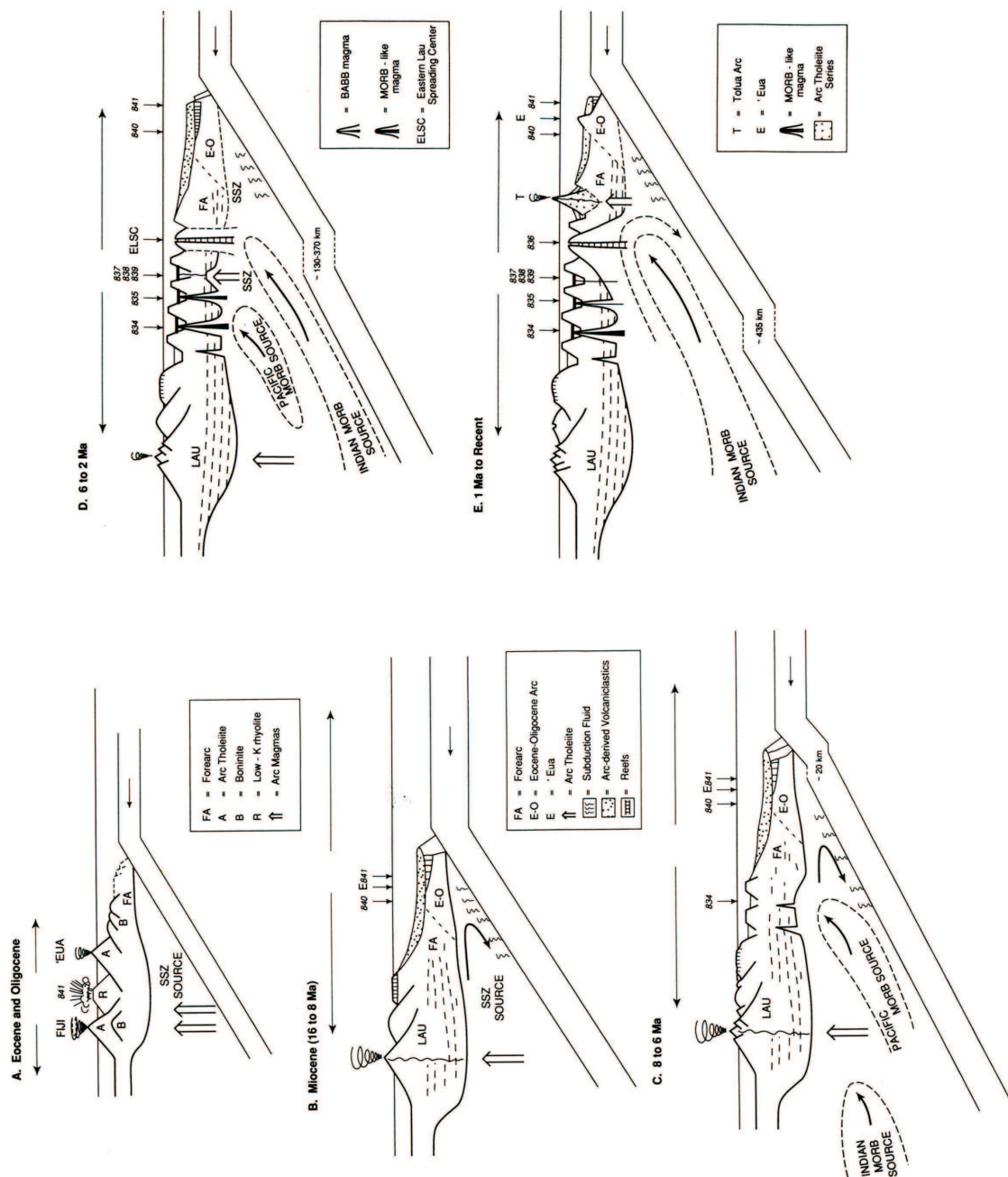


FIGURE VI.3 – Modèle d'évolution géochimique du bassin de Lau, montrant le remplacement progressif de la source de type MORB Pacifique par la source de type MORB Indien. A- Stade initiale lors de la subduction de Vitiiaz; B- et C- Initiation du rifting avant-arc de la ride de Lau, accélérant l'appauvrissement du coin mantellique et augmentation de l'apport sédimentaire dans l'asthénosphère; D- Océanisation du bassin de Lau et remontée du manteau Indien profond induit par l'ouverture arrière-arc intense; E- Remplacement total de la source de type MORB Pacifique sous le bassin de Lau par une source type MORB Indien. Le coin mantellique appauvri et alimenté par la subduction se restreint à l'arc volcanique des Tonga [Hawkins, 1995].

océanisation se traduit par des phases multiples d'extraction de volume important de liquide magmatique, accélérant l'appauvrissement du coin mantellique [Martinez and Taylor, 2002, Taylor and Martinez, 2003, Kincaid and Hall, 2003, Clift and Vroon, 1996, Hawkins, 1995, Pearce et al., 1995, Ewart et al., 1998].

Au sein du système Tonga-Lau, des variations spatiales d'Ouest en Est existent à deux échelles et reflètent l'évolution géodynamique du système. Premièrement, les laves anciennes de la ride de Lau présentent une géochimie proche de celle des laves de Kermadec et sont donc caractéristiques du système avant le rifting de l'arc volcanique [Clift and Vroon, 1996] (fig. VI.3A et B). Deuxièmement, les axes d'accrétion du bassin de Lau semblent dépendre de l'éloignement de l'arc volcanique et donc du coin mantellique appauvri proche de la zone de subduction [Taylor and Martinez, 2003, Martinez and Taylor, 2002, Kincaid and Hall, 2003] (fig. VI.3D). Les laves de l'axe d'accrétion de Valu Fa situé à l'extrême sud du bassin, présentent une signature en Pb identique à celle de l'arc central des Tonga émises à partir d'une source de type MORB Pacifique, du fait de sa proximité d'une source appauvrie directement alimentée par la plaque Pacifique. A l'inverse, les laves du bassin de Lau au stade d'océanisation (ELSC, CLSC), montre une signature géochimique très différente d'une source de type MORB mais plus enrichie et caractéristique du manteau Indien. Les modèles tomographiques confirment l'indépendance des deux sources sous la bassin de Lau jusqu'à 100 km de profondeur (fig. VI.4) [Zhao et al., 1997].

La présence de ce manteau a été expliquée par la remontée d'un manteau non appauvri par un effet de succion lié à l'ouverture arrière-arc du bassin de Lau (fig. VI.3 C-E) [Hergt and Hawkesworth, 1994, Hawkins, 1995]. Cette signature géochimique est également visible dans les laves récentes émises dans la ride de Lau au sud de Peggy [Ewart and Hawkesworth, 1987]. Hergt and Hawkesworth [1994] suggèrent que ce manteau Indien remplace le manteau Pacifique au fur et à mesure du rifting, par un déplacement latéral des sources. L'évolution géodynamique de la subduction des Nouvelles-Hébrides, le retrait de la plaque plongeante vers le Sud-Ouest et l'ouverture du bassin Nord Fidjien jouent certainement un rôle très important dans le déplacement des ces deux grandes unités géochimiques.

Variations des matériaux entrants dans la fosse

Les sédiments en subduction

Des variations géochimiques notables existent entre l'arc Tonga et l'arc Kermadec et reflètent des différences d'apport de sédiments dans le coin mantellique [Ewart et al., 1998]. En effet, d'après les rapports isotopiques du Pb, ainsi que de l'abondance en éléments traces dans les laves, Gamble et al. [1996] et Regelous et al. [1997] ont montré que la source des laves de Kermadec était fortement influencée par un apport sédimentaire important, à l'inverse des laves des Tonga. Davey et al. [1986] ont en effet estimé des épaisseurs de près de 1 km à la fosse de Kermadec, contre environ 200 m, à la fosse des Tonga, la ride de Louisville pouvant exercer un rôle de barrière, empêchant une circulation homogène des flux sédimentaires le long de la fosse.

Depuis le début du rifting du bassin de Lau, les données isotopiques du Pb, Sr et Nd et les éléments traces montrent également une augmentation de la composante sédimentaire dans les laves, qui a été attribuée aux modifications successives du régime tectonique à la fosse. Entre 7.0 et 5.0 Ma, le faible rapport

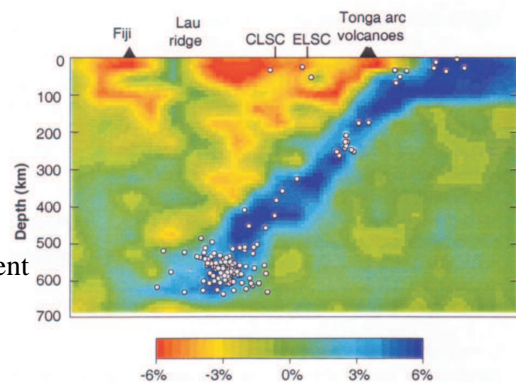


FIGURE VI.4 – Profil tomographique effectué selon une coupe perpendiculaire à la fosse et située à 19°S, indiquant une origine profonde à l'origine du magmatisme d'arrière-arc [Zhao et al., 1997].

Ba/Zr témoigne d'une composante sédimentaire limitée. A partir de 5 Ma, la forte augmentation de la contribution sédimentaire enregistrée dans les laves de l'arc et du bassin arrière-arc, est attribuée au retrait de la plaque Pacifique lors de l'ouverture arrière-arc, induisant alors un découplage entre les deux plaques lithosphériques et facilitant la subduction de sédiments [Clift and Vroon, 1996]. La forte activité volcanique entre 5.25 et 5.0 Ma a certainement contribué à alimenter la fosse en sédiments [Clift and Vroon, 1996].

La subduction de la ride de Louisville

La subduction de la ride de Louisville sous l'arc des Tonga est confirmée par les rapports isotopiques $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$, $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd}$ et $^{208}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ des volcans Tafahi et Niuatoputapu situés à l'extrémité nord de l'arc [Wendt et al., 1997, Cheng et al., 1987, Ewart et al., 1998, Turner and Hawkesworth, 1997, 1998]. De même, l'évolution du rapport entre certains éléments incompatibles, tel que le rapport Ta/La, témoignent de la subduction de sédiments pélagiques progressivement remplacés par des sédiments volcanoclastiques caractéristiques des émissions produites par la ride de Louisville [Wendt et al., 1997, Cheng et al., 1987].

Aucune signature de la ride n'est mise en évidence dans les laves du volcan Fonualei situé à 250 km plus au sud, ce qui suggèrent une durée de recyclage de certains éléments (Pb, U et Sr) introduit dans le manteau de l'ordre de 2 à 3 Ma [Regelous et al., 1997, Ewart et al., 1998].

Intrusion de sources mantelliques diverses

Le panache des Samoa

En plus d'une contribution sédimentaire plus ou moins forte observée dans les laves du système Tonga-Kermadec, il est également mis en évidence des signatures mantelliques variables, de type source enrichie (OIB).

Les valeurs anormalement faibles du rapport Zr/Nb dans le nord du système (Niua Fo'ou, Tafahi et Niuatoputapu) semblent refléter une contribution non négligeable d'une source type OIB caractéristique du panache des Samoa [Wendt et al., 1997, Ewart et al., 1998]. Cependant, les rapports isotopiques $^3\text{He}/^4\text{He}$ n'indiquent une influence réelle de ce panache que dans la partie Nord-Ouest du bassin de Lau (plateau de Rochambeau, îles Fidji, ride de Peggy...), sans atteindre l'extrémité Nord de l'arc ni même le volcan Niua Fo'ou [Poreda and Craig, 1992, Hawkins, 1995, Turner and Hawkesworth, 1998] (fig. VI.5). Ces auteurs proposent que les valeurs des rapports isotopiques observés sont intermédiaires entre une source de type MORB et une source de type OIB, résultant d'un mélange entre les différentes sources en présence. Les données géochimiques semblent donc contradictoires quant à la réelle étendue de la source OIB des Samoa sous le Nord du bassin de Lau.

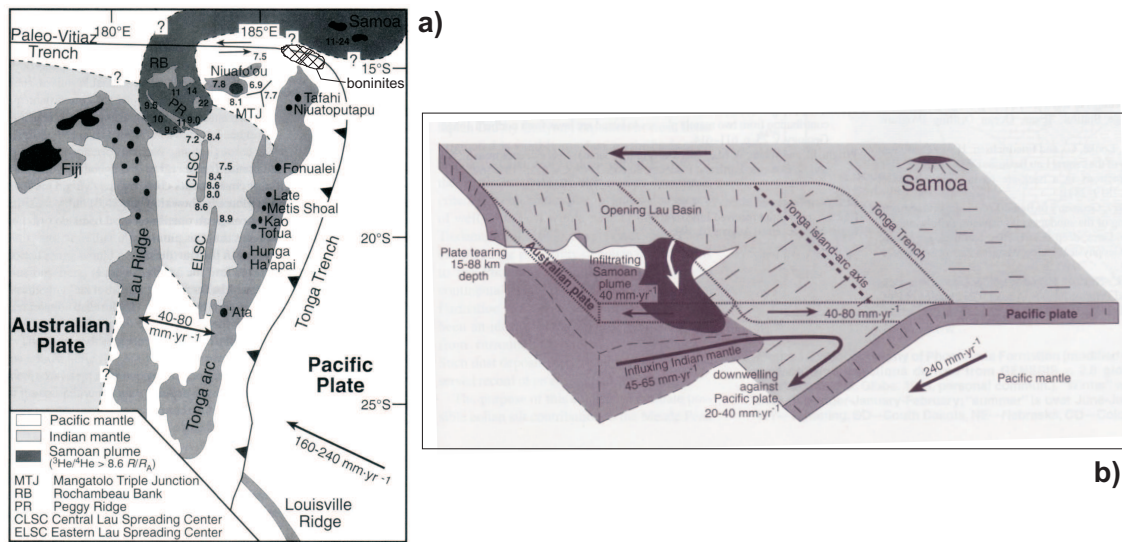


FIGURE VI.5 – (a) Carte de la répartition probable des différentes sources mantelliques dans le Nord du bassin de Lau et (b) représentation 3D de la zone. Les valeurs du rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$ (indiquées en caractères gras) permettent de retracer l'étendue de l'intrusion du panache des Samoa. Les limites des différentes zones restent incertaines. Des boninites affleurent à la terminaison Nord de la fosse (modifié d'après Turner and Hawkesworth [1998]. Synthèse des travaux de Hergt and Hawkesworth [1994], Bevis et al. [1995], Poreda and Craig [1992], Millen and Hamburger [1998].

Tous les auteurs s'accordent sur une influence relativement récente de ce panache. Sa signature géochimique n'est observée dans les laves que depuis 3-4 Ma, ce qui leur a permis d'en déduire des vitesses de courants mantelliques de l'ordre de 5-7 cm/an. Ces vitesses sont similaires à celles estimées d'après des données de sismologie, qui suggèrent un flux asthénosphérique allant du Nord vers le Sud, sous le Bassin de Lau, à une vitesse d'environ 5 cm/an [Giardini and Woodhouse, 1984, 1986]. De plus, l'hypothèse de l'intrusion d'un panache mantellique en provenance des Samoa semble également être confortée par les anisotropies sismiques qui s'orientent de manière anormale parallèlement à la fosse, selon une direction N15°E [Smith et al., 2001, Fischer and Wiens, 1996, Hall et al., 2000]. Ces orientations ne peuvent donc pas s'expliquer par un couplage entre asthénosphère et lithosphère plongeante, pour lequel on attendrait une orientation parallèle à la convergence. On peut noter également que de l'arc des Tonga aux îles Fidji, ces anisotropies s'orientent progressivement selon une direction SE-NW. Cette réorientation a été attribuée à l'influence de l'ouverture arrière-arc du bassin de Lau [Hall et al., 2000].

L'arrêt de la subduction du Vitiaz à convergence SW relayé par la subduction inverse des Nouvelles-Hébrides, ainsi que le déchirement actuel de la plaque Pacifique en subduction ont permis la création de la fenêtre asthénosphérique nécessaire à l'intrusion récente du panache mantellique des Samoa sous le système des Tonga.

Conséquences de la déchirure de la plaque Pacifique

Les boninites échantillonnées au niveau de la terminaison Nord de la fosse (fig. VI.5), se localisent dans une fenêtre très réduite du domaine avant-arc, correspondant au point triple fosse-transformante-axe d'accrétion (fig. VI.2) [Danyushevsky et al., 1995, Falloon and Crawford, 1991]. Ces roches sont généralement associées à un contexte géodynamique très particulier, car elles nécessitent des conditions précises pour leur genèse : très fort taux de fusion partielle ($T^\circ\text{C}=1200\text{-}1350^\circ\text{C}$) d'un manteau fortement appauvri en éléments incompatibles et à faible profondeur (50-80 km, car leur source ne contient pas de grenat résiduel) [Juteau and Maury, 1997].

La composition géochimique des boninites tongiennes et leur proximité avec les laves de type OIB échantillonnées en domaine avant-arc, suggèrent le métasomatisme d'une source de type péridotites résiduelles fortement appauvrie par l'extraction d'un volume important à l'origine des liquides magmatiques de type OIB. Ces laves de type OIB seraient issues de l'intrusion du panache des Samoa sous l'arc Tonga, grâce à la fenêtre asthénosphérique créée par la déchirure de la plaque Pacifique en subduction [Ewart et al., 1998, Danyushevsky et al., 1995, Falloon and Crawford, 1991]. Le taux d'enrichissement variable observé dans ces boninites proviendrait alors de la contamination du magma primaire boninitique par les liquides de type OIB issus de l'intrusion du panache des Samoa.

En résumé, l'influence de trois sources enrichies distinctes est donc observée dans la zone : la première à l'origine des laves récentes de la ride de Lau, le manteau Indien, la deuxième caractéristique de la source des Samoa affectant le Nord du bassin de Lau et enfin la troisième observée à l'extrémité Nord de l'arc volcanique Tofua, dont les laves ont la signature géochimique de la ride de Louisville [Ewart et al., 1998]. Les résultats contradictoires obtenus dans la zone Nord pour déterminer la réelle étendue spatiale de chacune de ces sources est donc à associer à une source mantellique très hétérogène issue de mélanges des différentes composantes, dont les signatures géochimiques caractéristiques sont fortement perturbées. Ces données renforcent l'hypothèse d'une forte activité convective dans le manteau inférieur des Tonga [Gurnis et al., 2000].

VI.3 Le système Kermadec-Colville

Le segment Kermadec accommode la subduction de la plaque Pacifique selon une direction moyenne N280°E et un taux de convergence décroissant du Nord au Sud (de 9 cm/an à 4.9 cm/a à 37°S [DeMets et al., 1990] et une obliquité de convergence croissante également du Nord au Sud, du fait du rapprochement vers le pôle de rotation de la plaque Pacifique (fig. VI.1). Le segment Kermadec-Colville présente lui aussi un domaine arrière-arc extensif, le fossé du Havre, qui isole la ride de Kermadec à l'Est de la ride de Colville à l'Ouest [Karig, 1971]. Ce bassin se caractérise par une fabrique oblique par rapport aux deux rides, matérialisée par des horsts et grabens et un magmatisme très diffus (fig. VI.6). La sédimentation non perturbée des grabens et des intrusions magmatiques ou encore la très faible sismicité du domaine arrière-arc posent la question d'un rifting en cours ou d'un rift momentanément figé, au moins pour le segment nord compris entre 32 et 28°S [Delteil et al., 2002, Wright, 1993, Nishizawa et al., 1999, Ballance et al., 1999]. La morphologie de la fosse, de l'arc et du domaine arrière-arc varient du Nord au Sud, avec une transition nette vers 32°S [Pelletier and Dupont, 1990].

VI.3.1 La fosse et l'arc

Les plus hauts reliefs de l'arc Kermadec se situent dans le segment 28°S - 32°S (Iles Raoul, Macauley et Cheezaman), avec une fosse pouvant atteindre jusqu'à 10 000 m de profondeur au nord de 32°S. A l'inverse, au sud de cette limite, l'arc volcanique de Kermadec est très peu élevé et étroit, en association avec une fosse qui devient moins profonde et qui se décale d'environ 10 km vers l'est, du fait de la présence d'un prisme d'accrétion [Wright, 1993, Ballance et al., 1999]. La majorité des volcans actifs se situent dans ce segment sud. Ces variations Nord-Sud sont également visibles dans la ride rémanente de Colville, puisque les données bathymétriques montrent qu'elle est plus large et moins profonde au nord de 32°S et à l'inverse, plus étroite et plus profonde au sud, avec un flanc Est fortement escarpé. La discontinuité à 32°S marque aussi une légère variation en azimuth de ces rides, avec au Nord de 32°S, une orientation N15°E, alors qu'au Sud, on note une orientation N30°E [Pelletier and Dupont, 1990, Ballance et al., 1999]. La plaque Pacifique semble également présenter des variations de morphologie entre le nord et le sud de 32°S. Au Nord, son ploiement provoque une succession de rides et de dépressions étroites, dont les escarpements

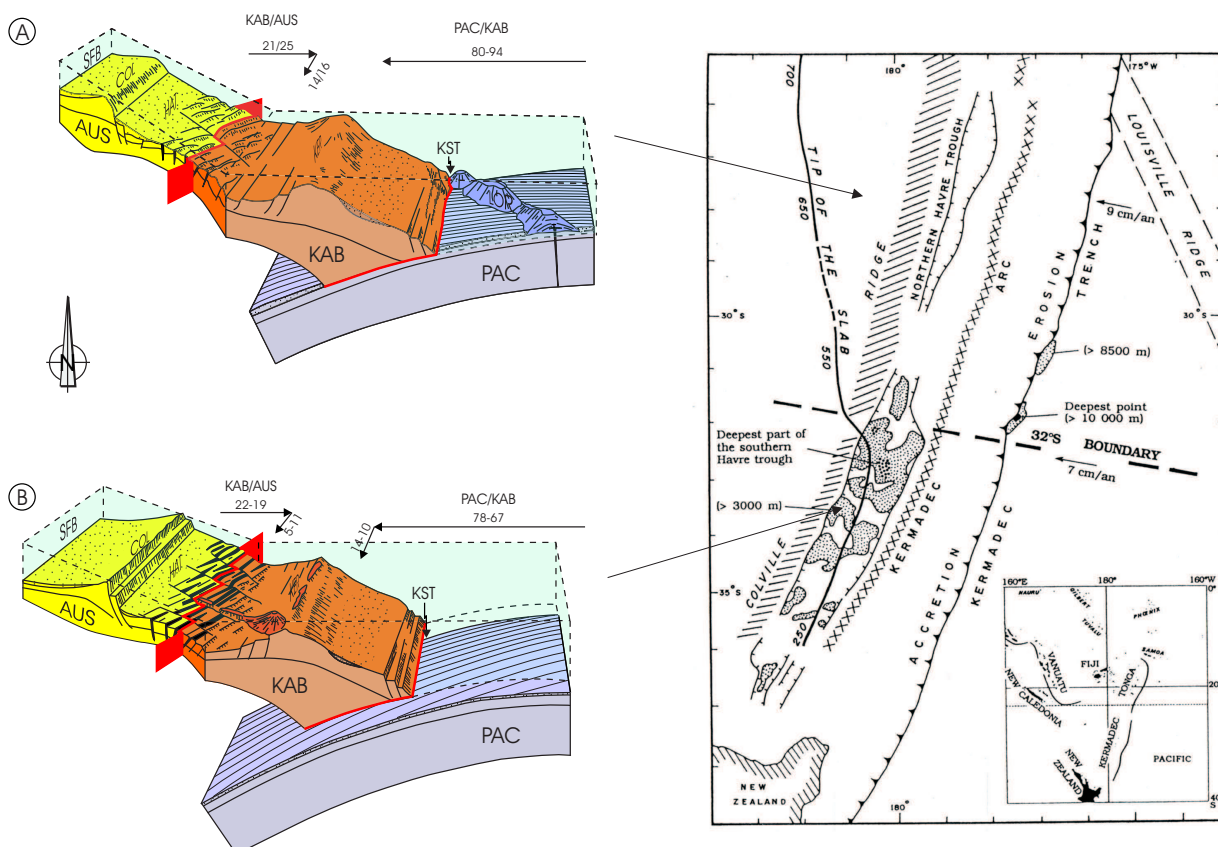


FIGURE VI.6 – Carte structurale du système Kermadec-Havre-Colville [Pelletier and Dupont, 1990] et représentation 3D des zones situées de part et d'autre de la discontinuité tectonique située à 32°S [Delteil et al., 2002]. A- Segment compris entre 26 et 31°S, caractérisée par une activité volcanique très faible et diffuse ; B- Segment compris entre 32 et 35°S, présentant un volcanisme diffus, mais organisé autour de structures volcaniques bien développées. Les vecteurs déplacements sont donnés en mm/an. AUS : plaque Australie ; PAC : plaque Pacifique ; KAB : arc volcanique de Kermadec ; KST : fosse ; LOR : ride de Louisville ; COL : ride de Colville.

sont très marqués. À l'inverse au sud de cette limite, la pente externe de la plaque Pacifique est marquée par des reliefs plus mous, dont les escarpements ne dépassent pas les 200 m d'altitude. Cependant aucune structure majeure pouvant expliquer ces différences n'a été mise en évidence dans la plaque Pacifique à cette latitude [Pelletier and Dupont, 1990] (fig. VI.1).

VI.3.2 Le domaine arrière-arc

La discontinuité à 32°S est également visible dans la morphologie du domaine arrière-arc, puisque ce dernier se divise en deux fossés distincts (fig. VI.6) [Wright, 1993, Delteil et al., 2002]. Au nord de 32°S et jusqu'à 29°S, il est caractérisé par de faibles profondeurs (> -3000 m), avec des flancs mal définis qui présentent un relief mou [Ballance et al., 1999]. Un volcanisme très diffus y est observé, mais ne permet pas d'affirmer une activité actuelle [Nishizawa et al., 1999, Delteil et al., 2002]. Le fossé du sud est au contraire, très profond (< -3000 m), bordé par deux flancs très escarpés, qui sont interprétés comme étant la trace de deux décrochements majeurs, accommodant l'ouverture du domaine arrière-arc selon une structure de type pull-apart [Wright, 1997, Ballance et al., 1999, Fujiwara et al., 2001, Delteil et al., 2002].

L'initiation du rifting du fossé du Havre est daté à environ 5 Ma, selon un taux d'ouverture d'environ 15-20 mm/an, d'après la largeur actuelle du fossé [Wright, 1993, Delteil et al., 2002].

VI.3.3 La zone d'Hikurangi

A partir de 36°S, la fosse d'Hikurangi est caractérisée par l'entrée en subduction du plateau océanique d'Hirurangi, d'âge Crétacé [Mortimer and Parkinson, 1996] et d'épaisseur crustale d'environ 12-15 km [Davy, 1992] (fig. VI.7). Le ploiement du plateau d'Hikurangi est associé à un réseau de failles normales à l'extrados, orientées N15°E et N30°E à N55°E et qui déforment la marge en une succession de lanières/d'écailles d'orientation N30°E [Collot and Davy, 1998, Delteil et al., 2003].

La limite Nord du plateau d'Hikurangi est marquée par un escarpement brutal d'environ 1000 m d'altitude, l'escarpement de Rapuhia [Davy and Collot, 2000], dont l'origine est parfois associée à un rift, parfois à une faille transformante [Luyendyk, 1995, Lonsdale, 1997]. Le passage d'une subduction d'un épais plateau océanique à celle d'une subduction de croûte océanique "normale" se traduit par des réajustements de la marge sous forme de mouvements verticaux importants (fig. VI.8). La surrection du domaine avant-arc au front du plateau, comme en témoigne la plaine de Raukurama (figs. VI.7 et VI.8A et C) peut s'accompagner de la formation d'un bassin par flexion de la marge. Un régime tectonique en accréation domine dans la fosse au front du plateau ; à l'inverse, après le passage du plateau, l'ensemble de la marge s'effondre. L'extrémité Nord de la plaine de Raukurama est soumise à une forte subsidence et un régime en érosion tectonique domine le long de la marge [Collot and Davy, 1998, Davy and Collot, 2000]. Il en résulte un décalage de la fosse d'environ 60 km vers l'ouest [Davy and Collot, 2000]. Pour conclure, comme cela a été mis en évidence plus au Nord avec la subduction de la ride de Louisville [Wright et al., 2000, Ballance et al., 1989], le régime tectonique de la marge semble entièrement contrôlé par la subduction d'un relief océanique, le plateau d'Hikurangi.

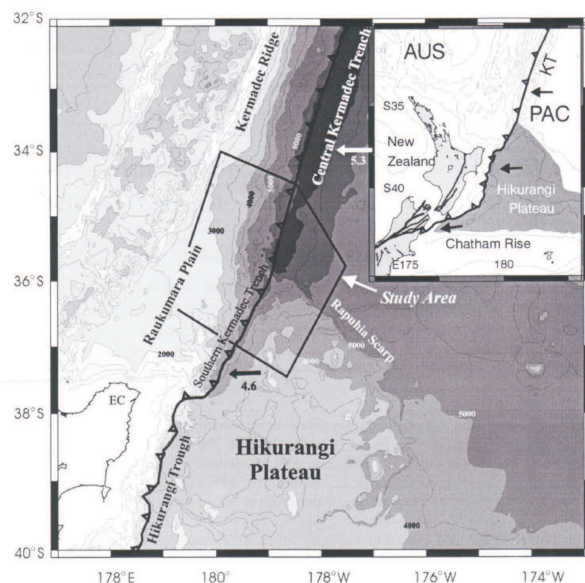


FIGURE VI.7 – *Bathymétrie du segment Hikurangi [Davy and Collot, 2000], vecteurs convergence d'après DeMets et al. [1994]. KT : fosse de Kermadec ; PAC : plaque Pacifique ; AUS : plaque Australie ; EC : East Cape.*

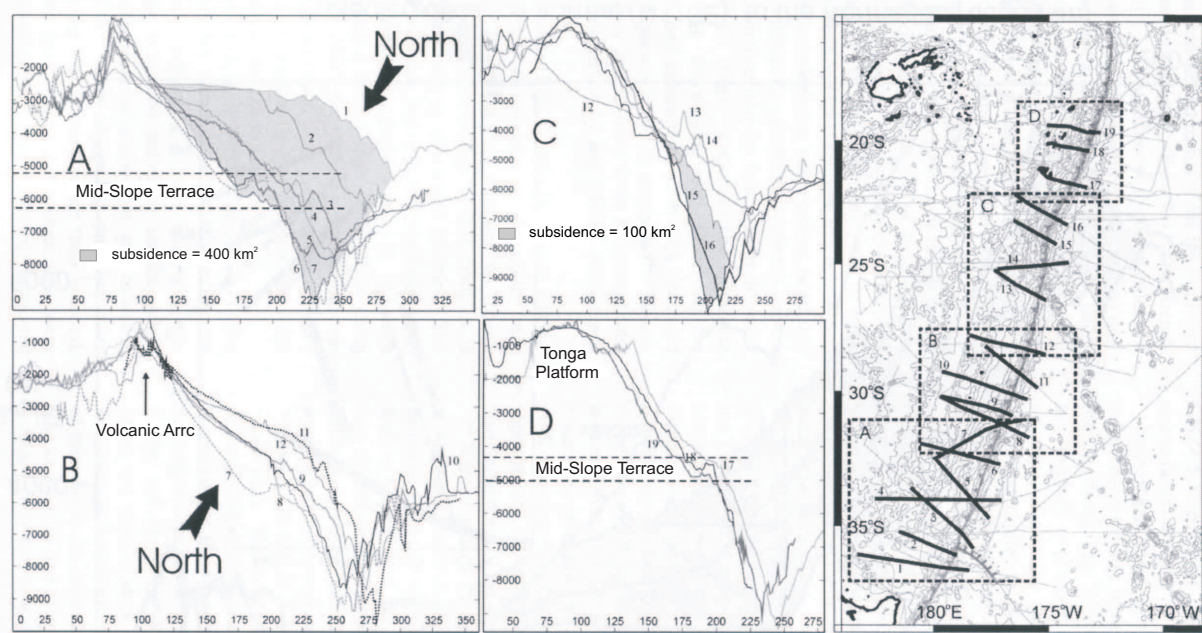


FIGURE VI.8 – Profils bathymétriques de la fosse du système Tonga-Kermadec. Les zones en grisé des domaines A et C correspondent à la subsidence enregistrée après le passage des reliefs océaniques, la ride de Louisville à 26°S et le plateau d'Hikurangi à 36°S. Noter également sur les profils 13 et 14, une surrection très locale du domaine avant-arc au front de la ride de Louisville [Davy and Collot, 2000].

VI.4 Evolution géodynamique du système Tonga-Kermadec

L'ensemble de ces observations témoignent d'un système complexe, impliquant une réorganisation globale et récente de la zone. Bien qu'à l'échelle du Sud-Ouest Pacifique, une réorganisation majeure soit connue sur les 10 derniers Millions d'années, suite à la collision du plateau d'Ontong Java dans la fosse des Salomons [Pettersen et al., 1999, Taira et al., 2004, Mann and Taira, 2004], plusieurs indices laissent à penser que l'évolution récente du système Tonga-Kermadec est locale et induite par la subduction de hauts bathymétriques tels que la ride de Louisville et le plateau d'Hikurangi. La segmentation entre la partie Tonga et la partie Kermadec, qui serait à relier à la subduction de la ride de Louisville, s'observe à différentes échelles :

(1) Les domaines arrière-arc présente des stades d'ouverture très différents et des géométries particulières, comme par exemple la forme en V du bassin de Lau, due à la propagation vers le sud des axes d'accrétion océaniques du bassin ; (2) On remarque une translation de l'arc volcanique Tofua de 50 km vers l'ouest par rapport à la ride nord de Kermadec, ce qui suggère donc un phénomène d'érosion tectonique due à la subduction de la ride de Louisville [Ballance et al., 1989, Wright et al., 2000] ; (3) La géométrie du plan de Bénéioff, présente deux segmentations majeures [Pelletier and Dupont, 1990], dont la plus importante se situe dans le prolongement de la ride de Louisville.

Ces observations suggèrent un impact important de la subduction de reliefs océaniques, tels que la ride de Louisville et le plateau d'Hikurangi, sur le régime tectonique actuel du système et on peut s'interroger sur leur rôle, quant à l'initiation du rifting de l'arc Tonga-Kermadec.

VI.4.1 L'ouverture du bassin de Lau

L'histoire du bassin est difficile à retracer avec précision du fait de la superposition de phases magmato-tectoniques successives. Son initiation est datée d'environ 6 Ma, mais les anomalies magnétiques qui enregistrent les différentes phases d'accrétion océaniques au sein du bassin ne sont identifiées que jusqu'à 3 Ma (anomalie 2A). Dans la partie Nord du bassin, leur répartition est désorganisée, suggérant des phases successives de rifting et de volcanisme diffus. On reconnaît aujourd'hui une ouverture du bassin de Lau en deux étapes [Hawkins, 1995] :

(1) *Une phase extensive diffuse avec un volcanisme associé* se serait développée en zone avant-arc de la ride de Lau, créant une structure de type "Basin and Range" connue aujourd'hui en Californie. L'ouverture en domaine avant-arc est suggérée par des indices bathymétriques indiquant que la séparation des deux arcs ne s'est pas produite de façon égale, ainsi que par des indices pétrochimiques indiquant que la ligne volcanique se trouvait sur la bordure orientale de la ride de Lau au Miocène. Ce type de mécanisme implique donc une extension et un volcanisme diffus. Cette phase d'initiation serait contemporaine du magmatisme de Lau, défini par le groupe de Korobasaga et représenté par des basaltes tholéitiques. Elle est datée d'avant 5-6 Ma, suite à la subduction-collision de la ride de Louisville [Ruellan et al., 2003] (fig. VI.9).

(2) *Une phase d'accrétion océanique*, débutant vers 4 Ma, développée à partir de la propagation d'un rift vers le sud. Le rift initial pourrait être la ride de Peggy et le premier propagateur, l'axe ELSC [Parson and Hawkins, 1994, Hawkins, 1995, Parson and Wright, 1996]. L'axe CLSC étant un propagateur mis en place 1 à 2 Ma après l'ELSC.

VI.4.2 Evolution du segment Kermadec

La subduction de Kermadec s'intègre dans un système global complexe ayant subi de nombreuses réorganisations géodynamiques depuis le Crétacé (fig. VI.10) [Sdrolias et al., 2001, 2003, Mortimer et al., 1998, Schellart et al., 2006]. On reconnaît aujourd'hui la succession de trois épisodes extensifs du domaine arrière-arc, à savoir :

- (1) séparation de la ride de Norfolk et de la ride des Trois Rois du fait de l'ouverture du bassin de Norfolk, dont l'âge Crétacé ou Miocène est encore incertain [Sdrolias et al., 2001, 2004, Mortimer et al., 1998, Herzer et al., 2000]. La subduction avait alors une vergence Est ;
- (2) séparation de la ride des Trois Rois et de la ride de Colville du fait de l'ouverture du bassin Sud Fidjien (35 Ma), dans un système à vergence Ouest ;
- (3) séparation de la ride de Colville de celle de Kermadec avec le rifting du Fossé du Havre (daté à environ 4-5 Ma).

Concernant l'évolution récente du système Kermadec-Havre-Colville, le nombre importants de données disponibles dans le secteur Kermadec permet aujourd'hui de suggérer que les variations observées du Nord au Sud sont liées à la subduction du vaste plateau océanique d'Hikurangi [Collot and Davy, 1998]. L'ouverture du bassin arrière-arc est actuellement mise en évidence à l'extrémité sud du Fossé du Havre, c'est-à-dire au sud de 32°S et elle se prolonge dans le bassin de Taupo. Elle se traduit par une augmentation de l'activité sismique et volcanique, ainsi que par un réseau de failles actives qui se répartissent en échelons dans le domaine arrière-arc [Wright, 1993, Delteil et al., 2002]. Les taux d'ouverture très faibles du domaine arrière-arc (entre 12 et 20 mm/an) contrastent malgré tout avec ceux du Bassin de Lau [Parson and Wright, 1996]. La tectonique décrochante induite par la forte obliquité de convergence, contrôle aujourd'hui l'ouverture du bassin et certains auteurs proposent que le poinçonnement de la marge dû à la subduction du plateau d'Hikurangi, accommode l'ouverture du bassin par la rotation des blocs avant-arc [Wallace et al., 2004, 2005].

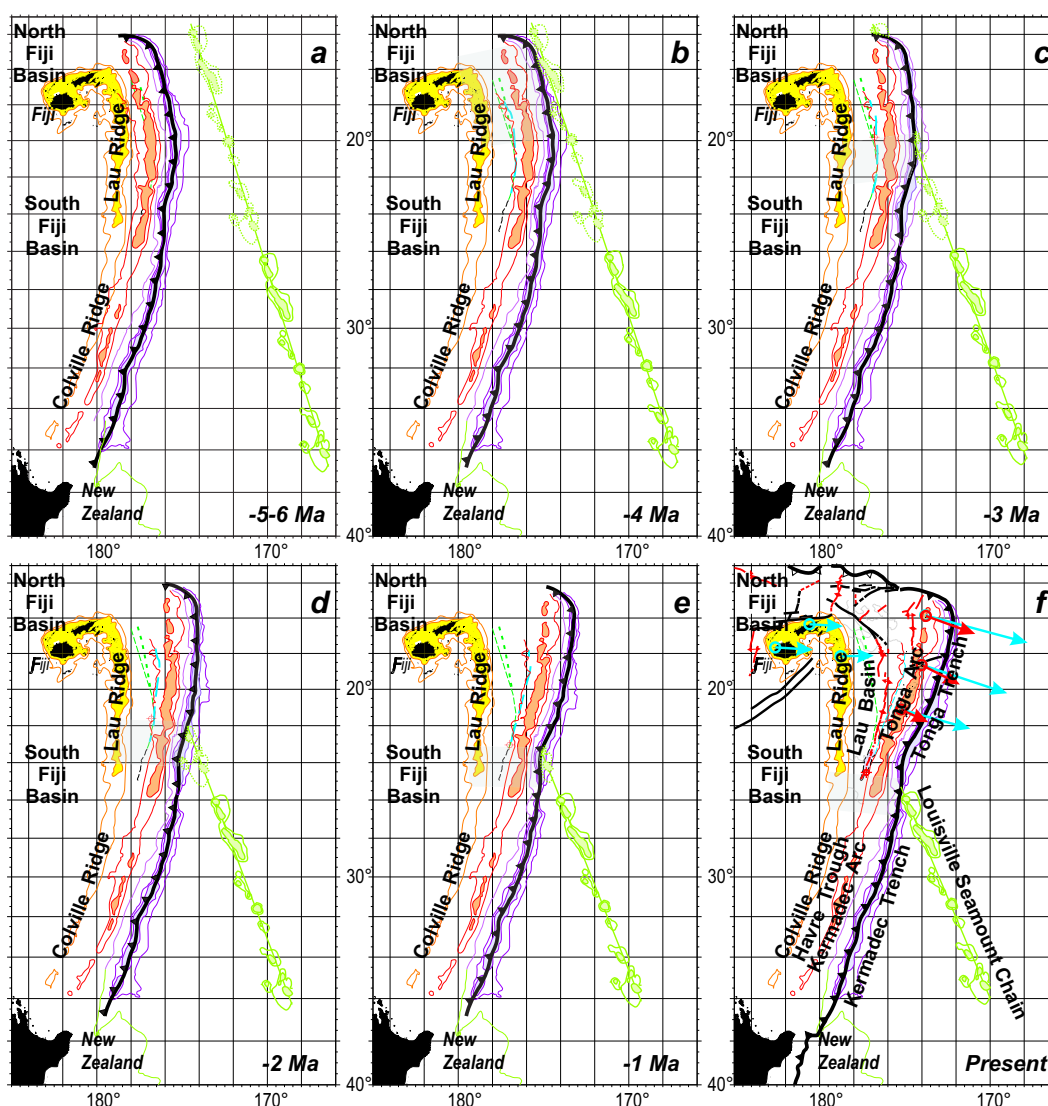


FIGURE VI.9 – Modèle d'évolution cinématique du système Tonga-Kermadec depuis 5-6 Ma, associé à l'entrée en subduction de la ride de Louisville parallèlement à la fosse (a). La subduction de la ride, engendrant de la compression dans la plaque supérieure à son front, aurait retardé le processus d'ouverture arrière-arc. (b)-(e) Depuis 6 Ma, ride et compression associée migrent vers le sud, libérant progressivement la zone Nord et permettant l'ouverture du bassin de Lau. (f) Aujourd'hui la ride jouerait le rôle de pôle de rotation de l'arc Tonga selon un sens horaire, expliquant l'ouverture du bassin de Lau, avec une forme en V [Ruellan et al., 2003].

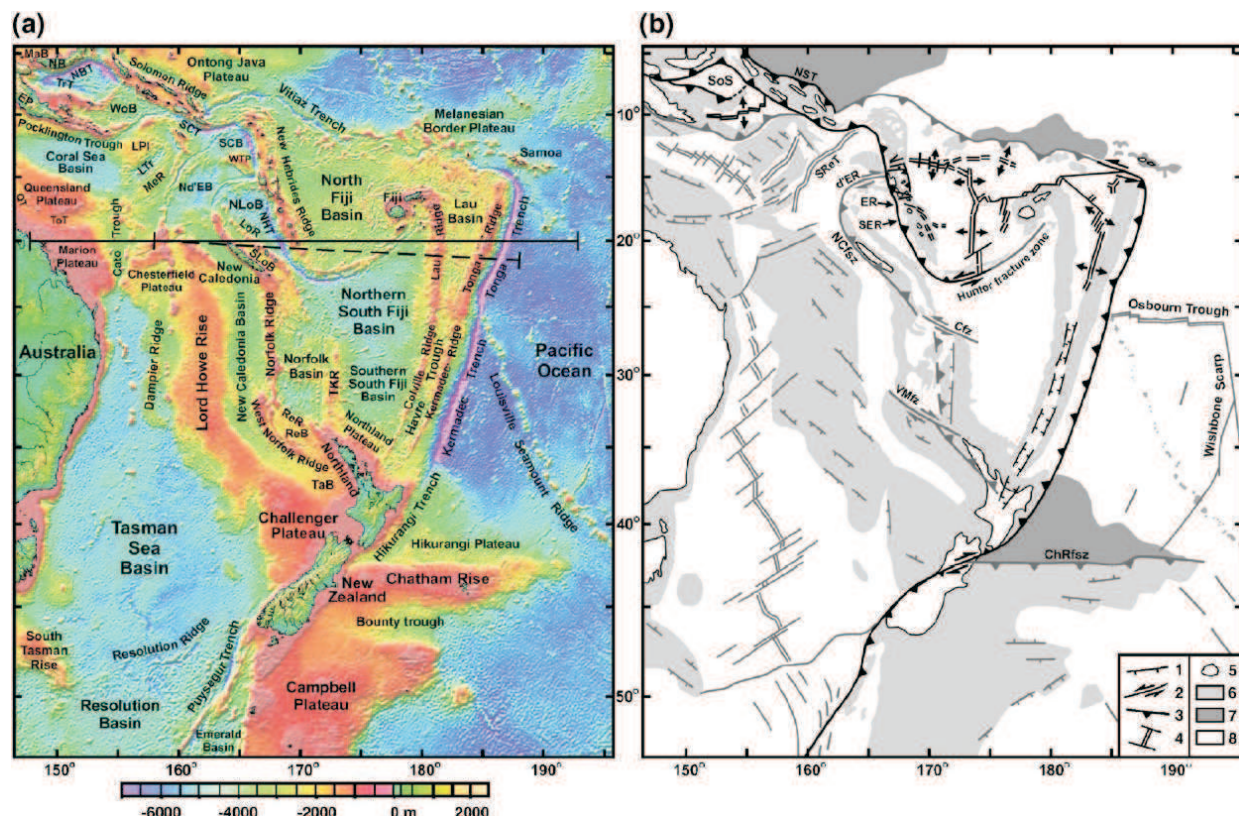


FIGURE VI.10 – Carte bathymétrique (a) et schéma structural (b) du Sud-Ouest Pacifique reflétant le dispositif complexe dans lequel s'intègre le système Lau-Havre-Colville [Schellart et al., 2006]. ChRfsz : Chatham Rise fossil subduction zone ; d'ER : d'Entrecasteaux Ridge ; EP : Efate Re-entrant ; LPL : Louisiade Plateau ; LoP : Loyalty Ridge ; LTr : Louisiade Trough ; MaB : Manus Basin ; MeR : Melish Rise ; NB : New Britain ; NBT : New Britain Trench ; NCfsz : New Caledonia fossil subduction zone ; Nd'EB : North d'Entrecasteaux Basin ; NHT : New Hebrides Trench ; NLoB : North Loyalty Basin ; NST : Salomon Trough ; QT : Queensland Trough ; ReB : Reinga Basin ; ReR : Reinga Ridge ; SCB : Santa Cruz Basin ; SCT : Santa Cruz Trench ; SER : South Efate Re-entrant ; SLoB : South Loyalty basin ; SoS : Salomon Sea ; SReT : South Rennell Trough ; TaB : Taranaki Basin ; TKR : Three Kings Ridge ; ToT : Townsville Trough ; TrT : Tobriand Trough ; VMfz : Vening Meinesz fracture zone ; WoB : Woodlark Basin ; WTP : West Torres Plateau. 1- faille normale ; 2- décrochement ; 3- zone de subduction ; 4- axe d'accrétion ; 5- terres émergées ; 6- reliefs océaniques.

VI.5 Conclusions

Le système Tonga-Kermadec est une zone d'étude très complexe, dont la compréhension globale fait appel à des processus géodynamiques variés en réponse aux modifications du système SW Pacifique : retrait de la plaque en subduction, ouverture arrière-arc, subduction de reliefs océaniques, blocage et inversion de la subduction. D'après les différents modèles géodynamiques proposés, il reste à résoudre un certain nombre de questions, car ces modèles présentent parfois des incohérences, comme les anomalies du plan de Bénioff, l'ouverture du secteur Nord-Ouest du bassin de Lau, le contraste entre le Bassin de Lau au stade d'océanisation et le Fossé du Havre au stade de rifting, etc... Tous les modèles proposent une évolution tectonique du système contrôlée par la subduction de la ride de Louisville au Nord et du plateau d'Hikurangi au Sud. Bien que la morphologie globale du système semble en effet s'expliquer par

la subduction de ces structures majeures, la géométrie du plan de Bénéioff ainsi que certaines structures tectoniques du Bassin de Lau ne sont toujours pas résolus.

Dans la suite de ce travail, nous nous proposons d'apporter de nouvelles contraintes sur l'évolution géodynamique du système, grâce à une étude fine de la sismicité au sein des plaques plongeante et chevauchante.

(1) La résolution du tenseur des contraintes au sein de la plaque chevauchante permettra d'évaluer l'influence de la subduction des reliefs sous-marins sur l'état de contraintes actuel du système Tonga-Kermadec.

(2) La distribution de la sismicité de la plaque plongeante renseignera quant à elle, sur l'évolution globale du système depuis une dizaine de millions d'années. En couplant ces résultats, à la distribution de la sismicité superficielle de la plaque chevauchante, ainsi qu'au régime des contraintes déterminé dans les deux plaques, nous tenterons alors d'interpréter l'évolution globale de la zone Tonga, à partir de la phase de rifting du Bassin de Lau.

Chapitre VII

Etude sismotectonique de la plaque chevauchante

Afin de pouvoir reconstruire l'évolution tectonique régionale, il est important de bien identifier l'ensemble des structures actives présentes dans le système, ainsi que les zonations du régimes tectoniques au sein de la plaque supérieure. La zone de subduction des Tonga-Kermadec étant couverte par un nombre de données important, il est aujourd'hui possible de mener des études de plus en plus précises sur la zone. Dans ce chapitre, nous avons utilisé les données de sismicité enregistrées au sein de la plaque chevauchante, afin de préciser le modèle tectonique global de la zone et mettre en évidence le rôle respectif de chaque processus tectonique en cours sur la déformation actuelle du système.

Sommaire

VII.1	Version abrégée de l'article soumis à Tectonics, le 06/09/2006	156
VII.2	Seismicity and state of stress within the overriding plate of the Tonga-Kermadec subduction zone	159
VII.2.1	Introduction	159
VII.2.2	Distribution of the Shallow Seismicity and of the Focal Mechanisms	160
VII.2.2.1	The Interplate Area	160
VII.2.2.2	The Kermadec Arc-Havre Trough	162
VII.2.2.3	The Tonga Arc-Lau Basin	163
VII.2.2.4	The Northern Area	163
VII.2.3	Inverse Method for Stress Tensors Resolution	163
VII.2.4	Results	166
VII.2.4.1	The Arc-Back Arc Domain	166
VII.2.4.2	The interplate domain	170
VII.2.4.3	The northern termination domain	170
VII.2.5	Discussion	172
VII.2.6	Conclusions	174

VII.1 Version abrégée de l'article soumis à *Tectonics*, le 06/09/2006

Objectifs

La zone de subduction des Tonga-Kermadec est le lieu d'interactions complexes entre divers processus tectoniques, tels que l'ouverture du domaine arrière-arc, la déchirure de la plaque plongeante Pacifique à l'extrémité Nord de la fosse, la subduction de la ride océanique asismique de Louisville et une obliquité de convergence croissante du Nord au Sud de la zone. Afin d'évaluer l'importance de ces processus sur la déformation actuelle de la plaque chevauchante et de préciser le schéma tectonique global de la zone, nous avons effectué une étude de sismotectonique, en utilisant les catalogues de sismicité de Engdahl et al. [1998] et de mécanismes au foyer (CMTS) de Dziewonski et al. [1981].

Distribution de la sismicité superficielle et des mécanismes au foyer

D'après les caractéristiques tectoniques de la zone et la distribution des mécanismes au foyer, nous avons divisé la plaque chevauchante en quatre domaines : la zone Kermadec-Havre, la zone Tonga-Lau, l'extrémité Nord du Bassin de Lau et la zone interplaque (fig. VII.1). Les caractéristiques principales observées sont présentées ci-dessous.

(1) Une segmentation de la zone interplaque dominée par des mécanismes inverses, est soulignée par la présence de trois lacunes sismiques majeures : deux d'entre elles (25°S - 27°S et 33°S - 40°S) correspondent à l'entrée en fosse de reliefs océaniques majeurs (respectivement la ride de Louisville et le plateau d'Hikurangi), bien que la lacune 33°S - 40°S s'étende plus Nord que la limite du plateau d'Hikurangi ; la troisième (centrée sur 18°S), reflète probablement une perturbation antérieure de la zone interplaque, puisqu'aucune structure visible en surface n'a été identifiée. Par ailleurs, la figure VII.2 souligne une diminution du pendage de la plaque plongeante à l'interplaque, aux latitudes où sont observées ces lacunes de sismicité. Enfin, on remarque une structure oblique intra-arc située vers 16°S , mise en évidence par une augmentation locale de l'activité sismique (fig. VII.1).

(2) La distribution des mécanismes au foyer souligne une segmentation au sein du domaine Kermadec-Havre : le segment compris entre 26°S et 32°S est dominé par des mécanismes décrochants, alors que le domaine situé entre 32°S et 40°S semble être dominé par des mécanismes normaux. Cette segmentation suggère l'existence d'une discontinuité située vers 32°S , contrôlant le mode d'ouverture du domaine arrière-arc.

(3) Dans le domaine Tonga-Lau, on remarque une concentration de mécanismes normaux aux extrémités Sud des axes d'accrétion, suggérant leur migration vers le Sud. La zone Nord-Ouest du Bassin de Lau est caractérisée par des mécanismes décrochants qui soulignent les structures majeures, comme par exemple la ride de Peggy.

(4) Dans la zone Nord, correspondant à la Zone Transformante Nord Fidjienne, une nouvelle structure décrochante est mise en évidence par un alignement remarquable d'hypocentres. Cette structure relie l'Archipel de Futuna-Alofi au volcan Niua Fo'ou et elle présente une orientation intermédiaire entre la direction de la ride de Peggy située plus au Sud et la terminaison actuelle de la fosse des Tonga, située plus au Nord.

Etat de contrainte de la plaque chevauchante

Nous avons sélectionné nos mécanismes au foyer d'après des critères statistiques proposés par Frohlich and Apperson [1992], Frohlich and Davis [1999], afin d'utiliser les événements les mieux contraints. Puis, en se basant sur les structures tectoniques connues dans la zone, nous avons identifié des sous-domaines pour lesquels un champ de contraintes homogène était attendu (figs. VII.4 et VII.3). La méthode inverse

de Gephart, FMSI [Gephart and Forsyth, 1984, Gephart, 1990] a ensuite été appliquée à chacun de ces sous-domaines.

Cette méthode permet de déterminer la direction des contraintes principales σ_1, σ_2 et σ_3 , selon $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ ainsi que le rapport de forme, R , défini selon $R = (\sigma_2 - \sigma_1)/(\sigma_3 - \sigma_1)$, où $0 \leq R \leq 1$. La méthode repose sur 3 hypothèses : (1) le tenseur des contraintes défini est uniforme dans la durée et l'espace considéré ; (2) les séismes correspondent à des ruptures cisailantes et se créent sur des failles pré-existantes ; (3) le glissement s'effectue sur le plan de faille, selon la direction de la contrainte cisailante calculée. La valeur de l'angle d'incertitude θ , renseigne sur le caractère homogène du tenseur calculé.

La résolution du tenseurs des contraintes sur l'ensemble de la zone Tonga-Kermadec met en évidence une segmentation du système qui, en première approximation, semble être corrélée à l'entrée en subduction de la ride de Louisville. Les résultats sont présentés aux figures VII.5 et VII.6, ainsi que dans les tableaux VII.1 et VII.2.

(a) Dans le domaine Tonga, l'arc volcanique présente un régime compressif du fait de sa situation entre un bassin arrière-arc très actif et caractérisé par un régime global transtensif d'extension globalement Est-Ouest et une fosse le long de laquelle s'effectue une convergence de direction N290°E. On note également une composante décrochante dans l'arc Tonga, avec la contrainte extensive de direction Nord-Sud.

(b) L'arc volcanique des Kermadec, actuellement en cours de rifting, présente un régime transtensif bien établi, avec une composante extensive de direction moyenne N310°E.

(c) La Zone de Fracture Nord Fidjienne présente un régime principalement décrochant sénestre, avec une composante compressive située au niveau de l'Archipel Futuna-Alofi.

(d) L'extrémité Nord de l'arc Tonga indique une forte hétérogénéité du régime des contraintes, qui s'explique par la superposition de trois phénomènes : la convergence de la plaque Pacifique sur la bordure Est, la déchirure de la plaque plongeante sur sa bordure Nord et l'ouverture arrière-arc sur sa bordure Ouest (fig. VII.7).

(e) La zone interplaque souligne quant à elle, un régime extensif selon la direction de plus grande pente de la plaque plongeante, avec la contrainte compressive σ_1 de même direction que la convergence de la plaque Pacifique. Ce régime peut donc être associé aux effets de ploiement de la plaque en subduction.

Discussion

A partir des résultats de l'inversion obtenus pour le domaine interplaque, nous avons tenté de quantifier le partitionnement du glissement au sein de la plaque chevauchante, en déterminant les taux de déplacement parallèles à la marge de la zone d'arc. Nous avons fait l'hypothèse que la direction de la contrainte compressive maximale σ_1 , est comparable à celle du glissement à l'interplaque [Bott, 1969, Angelier et al., 1982], ce qui semble être confirmé par les données des vecteurs glissement de la zone (fig. VII.8).

Pour la construction du triangle des vitesses [McCaffrey, 1992], les données GPS ont été utilisées pour le segment Tonga [Bevis et al., 1995] ; étant donnés les taux d'ouverture négligeables du Fossé du Havre, les données issues du modèle cinématique NUVEL1 [DeMets et al., 1990] ont été employées pour le segment Kermadec.

Les taux de déplacement parallèle à la marge qui ont été calculés, soulignent une segmentation cinématique de la plaque chevauchante, qui coïncide avec la segmentation morphotectonique du système (figs. VII.9 et VII.10). Ils mettent en évidence un déplacement vers le Sud de la zone d'arc, de 17°S jusqu'à 40°S. Ces taux de déplacement ne sont pas uniformes et plusieurs transitions sont observées, dont la plus marquée se situe au front de la ride de Louisville. Les transitions de plus faible ampleur se localisent d'une part, à la latitude 32°S, renforçant l'idée d'une discontinuité majeure à cet endroit et d'autre part, au niveau de l'accident oblique intra-arc situé entre 16°S et 17°S. Dans ce dernier secteur, un déplacement de la zone

d'arc vers le Nord est mis en évidence, suggérant que cette structure accommode aujourd'hui la déchirure et le retrait vers l'Est de la plaque Pacifique plongeante.

Conclusions

Ce travail a permis d'identifier de nouvelles structures tectoniques au sein de la plaque chevauchante : l'axe Futuna-Niua Fou'ou et l'accident intra-arc situé entre 16°S et 17°S. Ces dernières doivent désormais être intégrée dans le modèle d'évolution géodynamique globale de la zone.

Les résultats soulignent également une segmentation tectonique et cinématique des zones d'arc et d'arrière-arc, qui semble majoritairement contrôlée par l'entrée en subduction de reliefs océaniques. Cette double segmentation reflète un comportement non rigide de la zone d'arc sur l'ensemble du système et une accommodation par la plaque chevauchante du glissement oblique à l'interplaque.

VII.2 Seismicity and state of stress within the overriding plate of the Tonga-Kermadec subduction zone

M.-A. Bonnardot^a, M. Régnier^a, E. Ruellan^a, C. Christova^b et E. Tric^a

^a Université Nice-Sophia Antipolis - Laboratoire Geosciences Azur, 250 rue Albert Einstein, 06560 Valbonne, France.

^b Geophysical Institute of Bulgarian Academy of Sciences, Department of Seismology, Sofia, Bulgaria.

Abstract

To re-assess the main tectonic units and to quantify the slip partitioning within the overriding plate of the Tonga-Kermadec subduction zone, a seismotectonic study was performed using global seismicity and focal mechanisms catalogs. 1- New tectonic features were identified within the Lau Basin and the volcanic arc by remarkable shallow hypocenters alignments. 2-The Centroid Moment Tensor solutions catalog was processed in order to map the stress tensor variation in the upper plate. We found the tectonic features characterised by a diffuse seismicity are subjected to a composite stress regime and they are interpreted as diffuse immature plate boundaries controlled by the high thermal anomaly lying beneath the Lau Basin. 3- We quantified the margin-parallel rates of motion using the azimuth of the maximum compressive stress component computed within the interplate zone. The results highlight a major tectono-kinematic segmentation related to the subduction of the Louisville Seamount Chain.

Keywords : seismicity, state of stress, Tonga-Kermadec subduction zone

VII.2.1 Introduction

The Tonga-Kermadec subduction zone is part of the extended Australia-Pacific plate boundary and reflects a multi-stage tectonic history related to global rearrangements of plate convergence in the SW Pacific [Hamburger and Isacks, 1987, Sdrolias et al., 2001, 2003]. Many geodynamic processes contribute to the complex present-day tectonic pattern observed along the 2700 km of the Tonga-Kermadec system [Ruellan and Lagabrielle, 2005, Pelletier et al., 1998].

This subduction system is characterised by a N15°E trending back-arc domain that is mostly parallel to the volcanic arc [Karig, 1971]. The back-arc domain exhibits strong variations of the state of stress and of the orientations of the tectonic structures from north to south [Ballance et al., 1989, Ruellan et al., 2003, Delteil et al., 2002, Parson and Wright, 1996]. Indeed, back-arc spreading is well-established in the Lau Basin in contrast to back-arc rifting within the Havre Trough [Karig, 1971]. This structural pattern highlights a major tectonic segmentation of the whole system, which coincides with the subduction of the aseismic Louisville Seamount Chain (LSC). Due to its obliquity relative to the trench and the plate motion azimuth of the Pacific subducting plate, the LSC is sweeping the margin southward and thus it is inferred to control the Lau back-arc basin opening by a collision-induced volcanic arc rotation process [Ruellan et al., 2003, Wallace et al., 2004]. Indeed, GPS observations, sea floor magnetization and bathymetry data revealed a north to south gradient of the oceanic opening rates implying a global V-shape of the Lau basin [Honza, 1995, Taylor et al., 1996, Fujiwara et al., 2001]. These spreading rates, measured from GPS observations, reach up to 159 ± 10 mm/yr at 16°S and decrease to 91 ± 4 mm/yr at 21°S [Bevis et al., 1995] and many authors proposed that the spreading centers are propagating southward [Parson and Wright,

⁰Bonnardot, M.-A., M. Régnier, E. Ruellan, C. Christova, and E. Tric (2007), Seismicity and state of stress within the overriding plate of the Tonga-Kermadec subduction zone, *Tectonics*, 26, TC5017, doi :10.1029/2006TC002044.

1996, *Ruellan et al.*, 2003]. On the contrary, the uniform width of the Havre Trough from north to south without any identified spreading centers may reflect the initial stage of back-arc rifting, where the back-arc opening process would be locked [Ballance et al., 1999, Nishizawa et al., 1999, *Wright*, 1997].

The northern termination of the Tonga-Kermadec subduction is controlled by additional mechanisms, that are expected to affect locally the state of stress within the overriding plate. First, the northern edge of the Tonga trench is characterised by the tearing of the Pacific subducting plate. Based on the earthquake distribution and source-mechanism determinations, *Millen and Hamburger* [1998] showed that the Pacific plate is progressively downwarped as it enters into the northern part of the trench and torn from 18 down to 88 km in depth over its entire thickness. Second, the trench extends westward as a large transform fault with a right lateral strike-slip motion [*Eguchi*, 1984], that accommodates the westward Pacific plate motion.

Despite the previous numerous results obtained on the Tonga-Kermadec subduction zone, the competition between major geodynamic mechanisms precluded so far to figure out the precise evolution of the segmented back-arc basin opening. The important increase of hypocenter and focal mechanism data over the last decades provides now a larger data set that allows to revisit the problem. Through a seismotectonics study, we attempt to re-assess the present-day state of stress in the Tonga-Kermadec zone, in order to quantify the strain partitioning related to the LSC subduction-induced segmentation. We finally propose an updated tectono-kinematic model for the Tonga-Kermadec system that will allow to further address the question of regional geodynamic evolution.

VII.2.2 Distribution of the Shallow Seismicity and of the Focal Mechanisms

Based on the distribution of shallow seismic activity (fig.VII.1), the Tonga-Kermadec subduction zone is frequently divided into 3 domains corresponding to the principal tectonic units, i.e. the interplate zone, the arc-back arc domains and the northwestern area [Isacks et al., 1969, Louat and Dupont, 1982, Pelletier and Louat, 1989, Sykes et al., 1969].

In this study, we analysed the shallow seismicity from the Engdahl catalog ($< 50\text{km}$) (fig.VII.1a) [Engdahl et al., 1998] together with the focal mechanisms solutions (CMT) to model the shape and the state of stress of the slab [Dziewonski et al., 1981]. We classified the focal mechanisms into three groups based on the value of the P- and T-axis dip : the reverse group (T-axis dip $\geq 45^\circ$), the normal group (P-axis dip $\geq 45^\circ$) and the strike-slip group (P and T-axes dip $< 45^\circ$). We studied four domains with preferential types of faulting : (a) the interplate area, (b) the Kermadec-Havre domain, (c) the Tonga-Lau domain and (d) the large northern part of the Lau basin (fig.VII.1b). The Kermadec-Havre (b) and the Tonga-Lau (c) domains were studied separately due to their present-day different tectonic regime, that is, a back-arc rifting stage and a spreading stage, respectively.

VII.2.2.1 The Interplate Area

This domain (zone a in fig.VII.1b) lying between the modern volcanic arc zone and the trench, is the most active zone in the Tonga-Kermadec system (fig.VII.1). The underthrusting of the Pacific subducting plate explains the predominant thrust mechanisms observed along the interplate zone. Seismic gaps clearly underline the segmentation of the N 15°E trending interplate zone and may eventually reflect different segments of the seismic cycle. An alternate interpretation may be provided by the good correlation between the positions of these seismic gaps and of oceanic reliefs across the margin [*Vogt et al.*, 1976, *Scholz and Small*, 1997]. Two large gaps, at $25 - 27^\circ\text{S}$ and $33 - 40^\circ\text{S}$, are indeed localised in front of the Louisville Seamount Chain (LSC) and the Hikurangi Plateau. These topographic highs are expected to increase the interplate coupling, eventually locking the subduction and therefore, they may strongly disturb the stress regime in the upper plate. A third smaller seismic gap is roughly centered at 18°S , but it may be related to

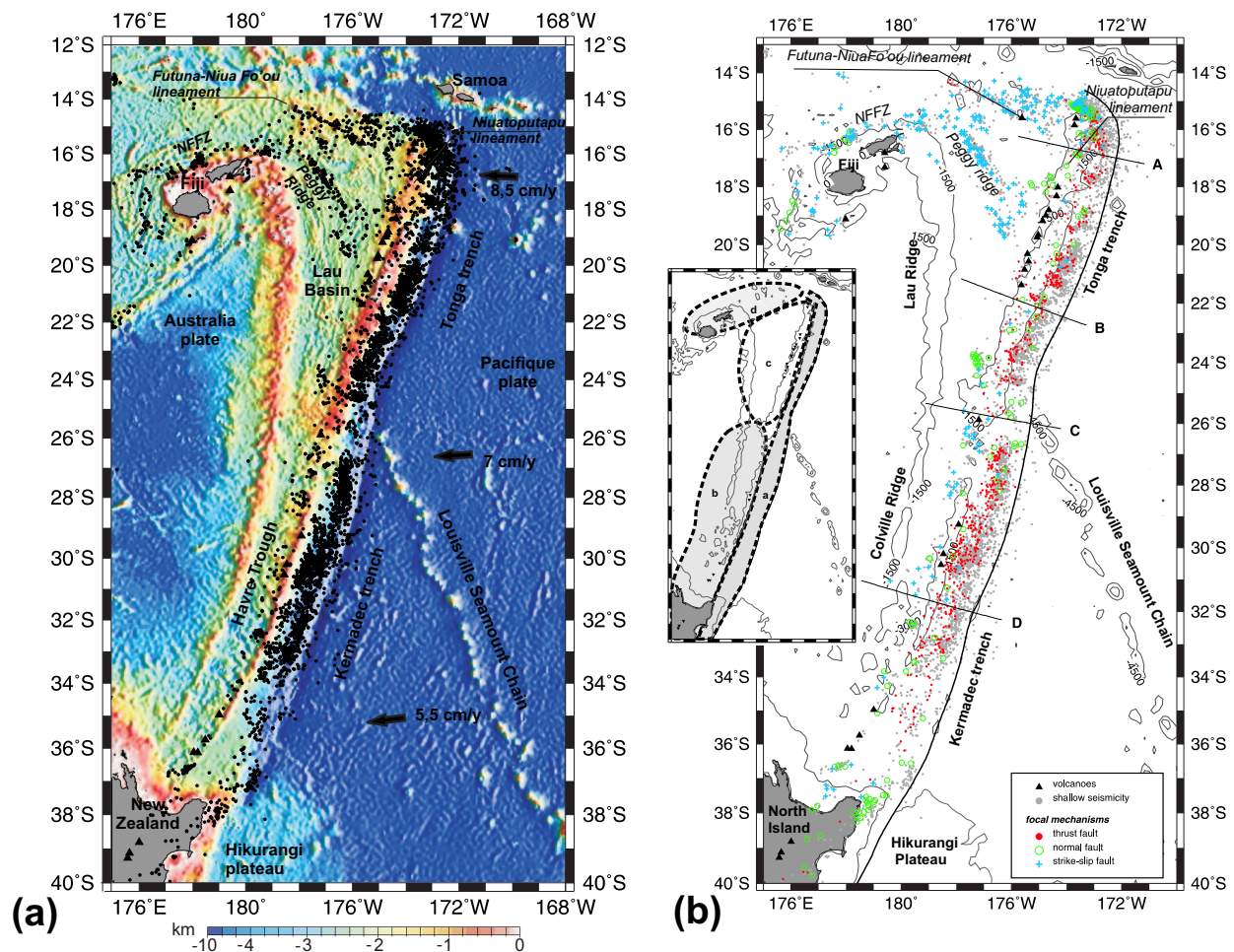


FIGURE VII.1 – (a) Distribution of the shallow seismicity (<50km) in both plates, from the Engdahl catalog [Engdahl et al., 1998]. The bathymetry data are from Zellmer and Taylor [2001]. The two newly identified structures are highlighted : the Futuna-Niua Fo'ou lineament and the intra-arc Niuatoputapu lineament. NFFZ=North Fiji Fracture Zone ; (b) Distribution of the CMT solutions within the upper plate from Dziewonski et al. [1981]. The four main domains referred into the text correspond to : a=Interplate zone, b=Kermadec-Havre Trough zone, c=Tonga-Lau zone and d=Northern area.

an inherited feature, since the small seamount lying in front of it is not yet subducting into the trench.

The seismicity distribution of the Wadati-Benioff zone down to 200 km in depth reveals some geometry variations of the subducting slab along the Tonga-Kermadec trench (fig.VII.2, left panels). In order to get a sharper image of the seismicity and to re assess the subducted plate geometry, we processed the global seismicity catalog from the Engdahl database [Engdahl et al., 1998] using the statistical method described by Bossu [2000]. This method assumes that, for a given hypocenter associated with a location uncertainty ellipsoid, all the other earthquakes located inside this ellipsoid belong to the same active structure. The centroid of all these considered hypocenters is computed and is taken as the best estimate of the variable location. This method allows for simplifying the complex image produced by a large database in reducing the effects of random location uncertainties. For simplicity we have used a sphere instead of an ellipsoid without significant change on the output pattern. Intensive tests have been carried out to determine an average optimum diameter. The right panels in fig.VII.2 illustrate the computed collapsed seismicity when using a 60 km diameter sphere. Thanks to this method, we greatly improve the seismic slab image and we are able to numerically fit by a third-order polynome curve the Wadati-Benioff zone with a 5° dip

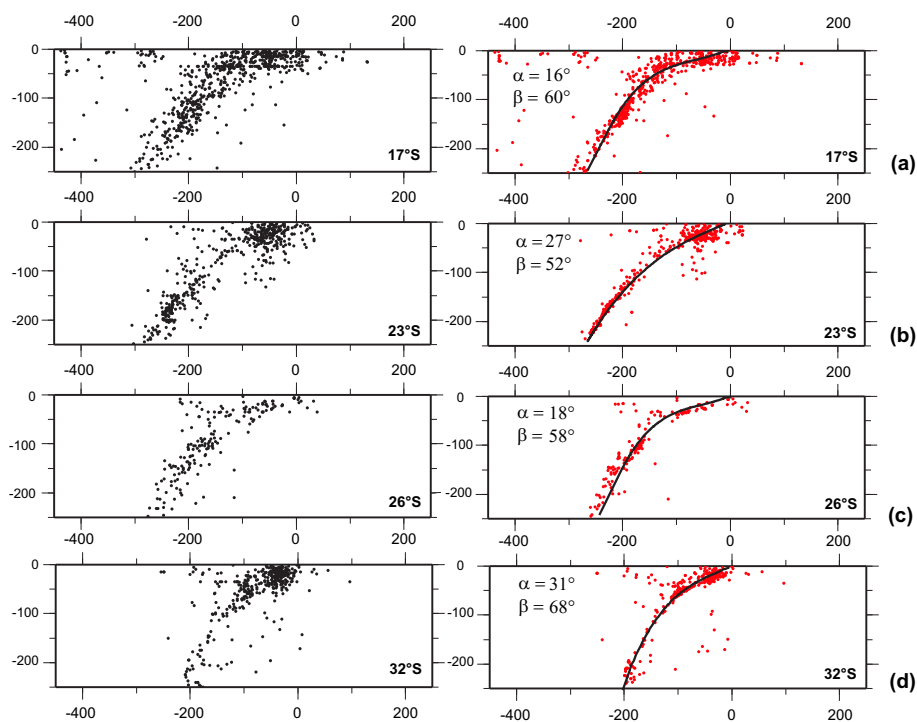


FIGURE VII.2 – 200 km-width cross-sections into the slab of the global seismicity (left panels) and collapsed seismicity (right panels), computed thanks to the collapse Bossu's method [Bossu, 2000] applied to the Engdahl catalog [Engdahl et al., 1998] and using a 60km diameter ellipsoid. The fits of the Wadati-Benioff Zone were computed from 100km- width cross-sections at each latitude degree along the trench and reflect the variation between the shallow slab dip, α (< 50 km) and the deep slab dip, β (> 50 km) ($\pm 5^\circ$ precision). They were used to separate the CMT belonging to the upper plate from those belonging to the downgoing plate.

uncertainty. Consequently, in figure VII.2, we see that the seismic gaps are observed in zones where the slab dip at the interplate contact is lower ($\alpha=16-18^\circ \pm 5$, figs.VII.2a and c), suggesting a strong interplate coupling. On the contrary, the most active seismic zones display steeper slab dip ($\alpha=27-31^\circ \pm 5$, figs.VII.2b and d).

At the northern termination, the tearing of the Pacific plate is emphasized by the predominant normal focal mechanisms and induces a high level of seismic activity [Millen and Hamburger, 1998]. We note another active seismic zone slightly oblique to the main interplate area between 16°S and 17°S , referred as the Niuatoputapu lineament (fig.VII.1a), where a surprising high density of normal and strike-slip mechanisms is observed in this thrust-dominated domain.

VII.2.2.2 The Kermadec Arc-Havre Trough

This domain corresponds to a arc-back arc system (zone b in fig.VII.1b). Normal and strike-slip faulting are observed on the western flank of the Kermadec arc. This tectonic activity may be related to the major strike-slip fault, that accommodates the along-strike component of the oblique convergence and controls the rifting of the Havre Trough. No spreading center was identified in this back-arc domain to attest to a present-day back-arc opening, but a mean opening rate of 17 mm/y was deduced from the structural pattern [Delteil et al., 2002]. Strike-slip faulting characterizes the area North of 32°S , whereas normal mechanisms are mainly observed south of this latitude. Such a pattern may likely support the existence of a major tectonic boundary at 32°S [Pelletier and Dupont, 1990, Delteil et al., 2002]. The southern end

of the studied area corresponds to the Taupo volcanic zone in the North Island of New Zealand, which is interpreted as an active back-arc basin undergoing consequently normal faulting [Parson and Wright, 1996]. This complex region is controlled by the oblique subduction of the Hikurangi plateau and further south, around 44°S, by the Chatham Rise [Herzer et al., 2000, Delteil et al., 2003]. These oceanic plateaus induce a strong interplate coupling between the two plates as evidenced by the large seismic gap. Note that this seismic gap extends northward of the Hikurangi plateau, whose northern limit ends at 36°S. The gap would therefore reflect an inherited feature that Collot et al., 1998 associated with the initial collision point between the Hikurangi plateau and the Kermadec trench.

VII.2.2.3 The Tonga Arc-Lau Basin

This unit extends roughly from 16°S to 25°S (zone c in fig. VII.1b) and depicts a very clustered seismicity, which highlights the main tectonic features. A clear seismic alignment underlines the Peggy ridge. On the contrary, a more diffuse group of strike-slip mechanisms is likely coincident with the central overlapping spreading centers of the Lau basin showing a left stepping geometry [Zellmer and Taylor, 2001]. Both the Valu Fa spreading ridge (ending at 24°S) and North East Lau Spreading Center (ending at 18°S) mostly exhibit seismic activity at their southern termination. These high concentrations of normal mechanisms is in good agreement with the southward propagation of these volcanic ridges.

VII.2.2.4 The Northern Area

As previously mentioned, the complexity of the northern termination imposes to treat this region separately. It corresponds to the eastern end of the North Fiji Fracture Zone (NFFZ) and extends from 14°S to 16°S (fig. VII.1b). It is characterised by numerous strike-slip mechanisms scattered in one degree-wide strip stretching along the southern side of the plate boundary. A small group of reverse faults north of the Futuna Island indicates a local zone of compression along the NFFZ. They were interpreted by Régnier [1994] as compressional relay zones along the major strike-slip North Futuna Transform Zone (NFTZ). The distribution of the shallow earthquakes reveals a seismic alignment extending from the Futuna Island to the Niua Fo'ou Island that is coincident with a poorly known topographic high (the Rochambeau Bank). It lengthens southward the NFTZ described by Régnier [1994] and Pelletier et al. [2001]. We note this lineament has an intermediate orientation between the azimuth of the Peggy ridge and of the northern termination of the Tonga trench.

VII.2.3 Inverse Method for Stress Tensors Resolution

To perform our inversion study, we first selected the focal mechanisms solutions from the Harvard catalog based on the 3 statistical criteria described by Frohlich and Apperson [1992] and Frohlich and Davis [1999], i.e. the relative error $E_{rel} (E_{rel} < 0.30)$, the non-double-couple component ($f_{clvd} < 0.25$) and the degree of freedom introduced in the inversion ($n_{free} = 6$). This selection allows us for using the better-constrained moment tensors then reducing the uncertainties in the stress inversion computation. Applying these criteria, about 20% of the CMT solutions were eliminated. Then, we selected the events located above the computed fit of the Wadati Benioff seismic zone presented in figure VII.2, assuming they all belong to the upper plate. To the detriment of precision, this method has the benefit to select and analyze a data set in an objective way.

We computed the stress regime by inverting the P- and T-axis data for the CMT located within each selected area using the Gephart's inversion method (FMSI) [Gephart and Forsyth, 1984, Gephart, 1990]. This method assumes that : (a) the stress tensor is uniform in the space and time considered ; (b) earthquakes are shear dislocations and they can occur on pre-existing faults ; (c) the difference between the direction

of the computed shear stress on the fault plane and the observed slip on a fault plane is minimized. FMSI determines the directions of the three stress tensor components ($\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$) and the stress shape ratio defined as $R = (\sigma_2 - \sigma_1)/(\sigma_3 - \sigma_1)$, with $0 \leq R \leq 1$. When R approaches 0, $\sigma_1 \simeq \sigma_2$, that means a biaxial deviatoric compression; when R approaches 1, the switch between σ_3 and σ_2 indicates an uniaxial compression [Guiraud et al., 1989]. The best stress model is this one which minimizes the misfit between observed and computed slip on the fault plane. The quality of the inversion is evaluated through the estimation of the 95% confidence limits of the best-fit model [Gephart and Forsyth, 1984]. Besides, assuming that initial errors are introduced in the P- and T-axes determination [Frohlich and Davis, 1999], we considered that the stress directions are well constrained when the misfit angle, θ , is $\theta < 6^\circ$ and the 95% confidence limits of σ_1 and σ_3 do not overlap. Some heterogeneities in the stress field are suggested for $6^\circ < \theta < 10^\circ$ and $10^\circ < \theta$ represents a heterogeneous stress regime [Gillard et al., 1996, Lu et al., 1997].

In regard to the main tectonic features, special attention was carried on the separation between areas defined by diffuse deformation and those characterized by a pattern of identified regional faults. Thus, we carefully individualized small areas where an homogeneous state of stress was expected. The figures VII.3 and VII.4 illustrate the orientations of the P- and T-axis for each of the subdivision in the Tonga and Kermadec zones. Since some of the areas were poorly constrained due to a small number of earthquakes, in several instances we merged two neighboring regions together to reach a sufficient number of earthquakes to successfully run the inversion program. The results of stress inversions are presented in figures VII.5 and VII.6 as well as in the tables VII.1 and VII.2.

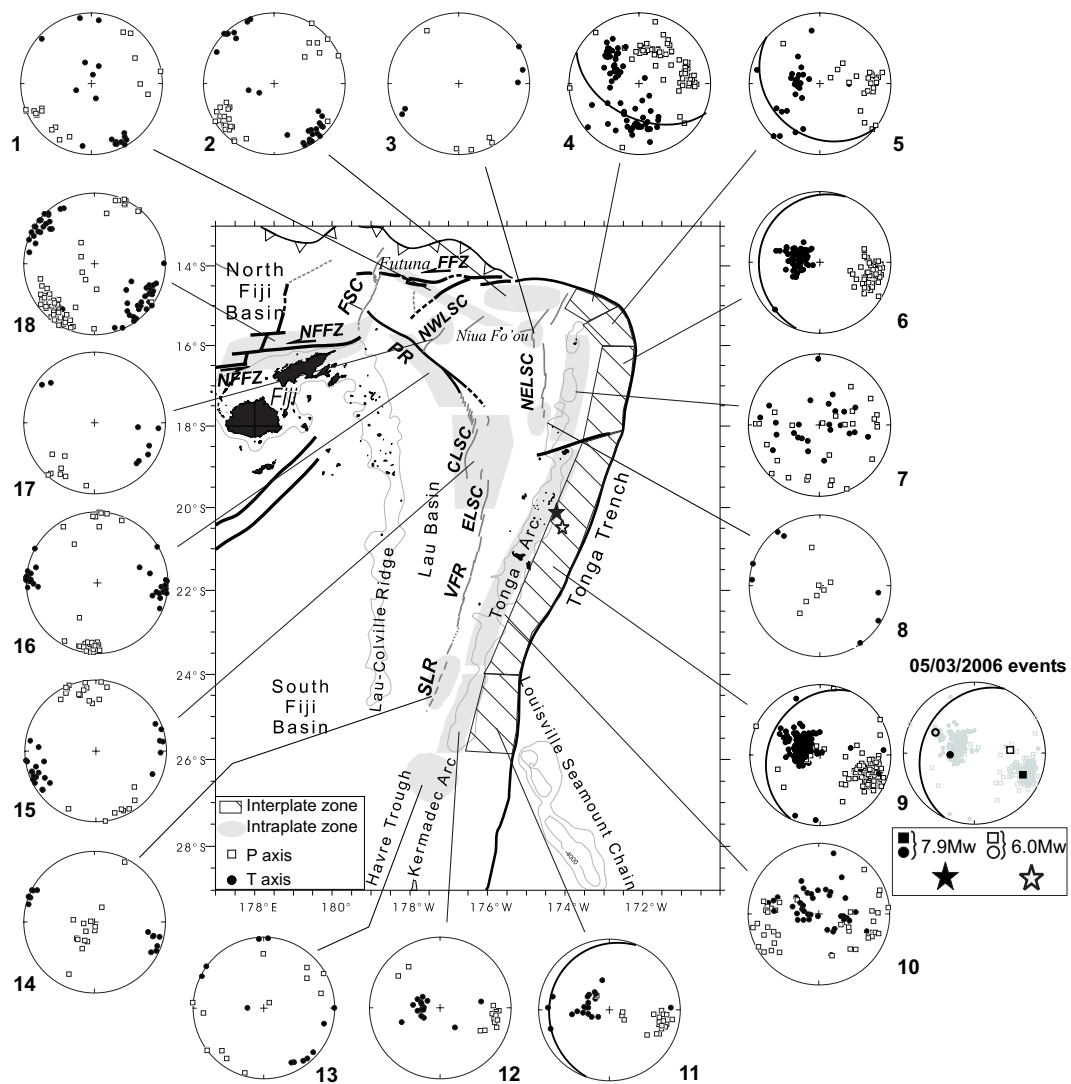


FIGURE VII.3 – Map showing the P and T-axis orientations for each selected small area in the Tonga zone. The great circle on the stereograms corresponds to the interplate plane. The two major 05/03/2006 events are localised on the map with open and filled stars. NFFZ= North Fiji Fracture Zone ; FSC=Futuna Spreading Center ; PR= Peggy Ridge ; FFZ=Futuna Fracture Zone ; NELSC=Northeast Lau Spreading Center ; NWLSC=Northwest Lau Spreading Center ; CLSC=Central Lau Spreading Center ; ELSC= Eastern Lau Spreading Center ; VFR=Valu Fa Ridge ; SLR= Southern Lau Rift.

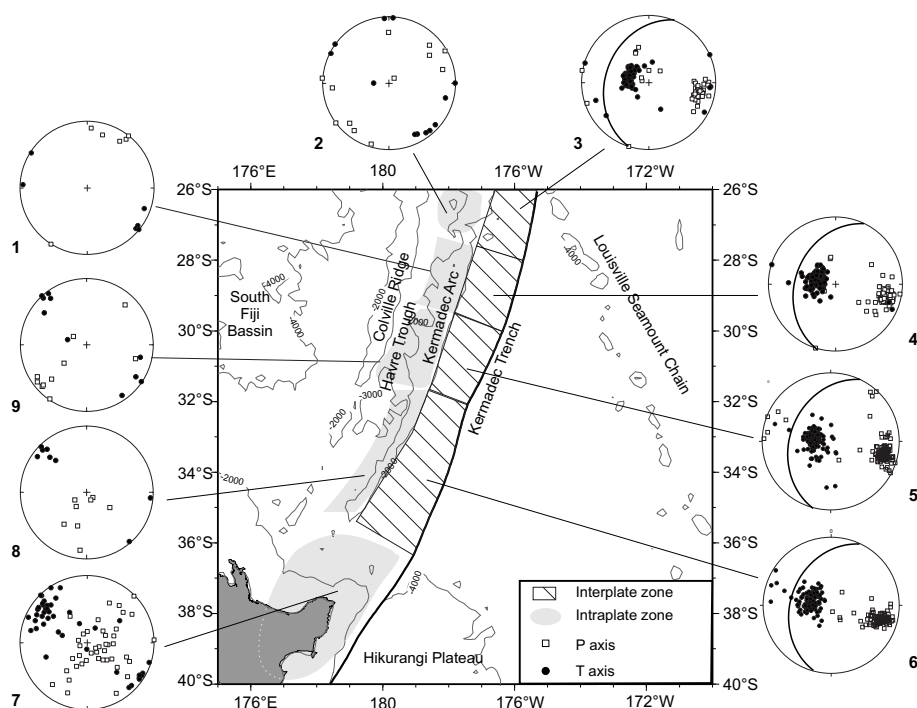


FIGURE VII.4 – Map showing the *P* and *T* orientations for each selected small area in the Kermadec zone. The great circle on the stereograms corresponds to the interplate plane.

VII.2.4 Results

VII.2.4.1 The Arc-Back Arc Domain

The stereograms 2 and 3 in figure VII.5, indicates the northwestern part is under a well-established left-lateral strike-slip regime with a $N45^{\circ}E$ compression, that may be mostly accommodated along the main Futuna Fracture Zone (FFZ) and the newly identified Futuna-Niua Fo'ou lineament. Considering this left-lateral strike-slip regime, the expected orientation of tensional structures is in good agreement with the $N45^{\circ}E$ displayed spreading centers in the northern part of the Lau Basin. It is worthwhile to note that the stress tensor inversion (fig. VII.5, stereogram 3) was able to resolved the bimodal state of stress in the large fracture zone along the plate boundary. Indeed, in addition to the main strike-slip structures, some compressional relay zones were observed for instance, in the vicinity of the Futuna island [Régner, 1994, Pelletier et al., 2001] and the figure VII.3, stereogram 1 shows that *P*-axes from both the thrust events and the strike-slip events were fully compatible.

A fundamental change in orientation of principal stress axes is observed between the FFZ and the Central Lau Basin [Hamburger and Isacks, 1988, Pelletier and Louat, 1989]. We resolved indeed a strike-slip regime with a 45° counter-clockwise rotation of the principal stress components in the northern part of the Central Lau Basin (fig.VII.5, stereograms 1 and 12), and a variation of the stress field toward the south that becomes purely extensional (fig.VII.5, stereograms 1 and 11). This composite regime is consistent with evidences of left-stepping offsets of the spreading centers observed in the Central Lau Basin [Taylor et al., 1996]. It indicates a variation in the boundary trend of the Lau microplate and reflects the southward propagation of the spreading centers within the back-arc basin. In the eastern part of the basin, we resolved a strike-slip regime along the North East Lau Spreading Center (NELSC) (stereogram 1, fig.VII.5). The pattern of the 95% confidence limits and the misfit angle value (table VII.1) indicate some heterogeneities in the stress field that may also reflect the variation of the boundary trend .

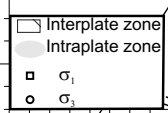


FIGURE VII.5 – *Stress tensors resolution for the Tonga segment. Stereographic projections are in the lower hemisphere. Stereographic projections are in lower hemisphere and correspond to the shaded and hatched areas, in the back-arc basin and in the interplate zone, respectively. They illustrate the best fit models with their 95% and 68% confidence limits of the maximum and the minimum compressive stress component, σ_1 (filled square) and σ_3 (filled circle) respectively. The misfit angle is provided for each confidence limit to estimate the homogeneity of the resolved stress regime. The histogram represents the distribution of the tested models with their confidence region relative to the R ratio. Results of the best fit models (in black) are presented in table VII.1.*

TABLEAU VII.1 – *Stress tensors in the Tonga region. N=number of focal mechanisms used in the inversion; σ_1 , σ_2 and σ_3 = maximum, intermediate and minimum compressive stress, respectively; $R = (\sigma_2 - \sigma_1)/(\sigma_3 - \sigma_1)$, magnitude of the stress shape ratio; θ =average misfit angle between the predicted model and the observations. NELSC : North East Spreading Center; LSC : Louisville Seamount Chain.*

Areas	N	σ_1 azimuth/dip	σ_2 azimuth/dip	σ_3 azimuth/dip	R	Θ (°)
1 NELSC	12	190 / 75	16 / 15	286 / 1	0.5	3.5
2 Fiji Fracture Zone	51	217 / 14	66 / 74	309 / 7	0.4	5.1
3 North Fracture Zone	56	235 / 5	351 / 79	145 / 10	0.4	6.0
4 Tear zone	75	283 / 7	33 / 66	190 / 23	0.8	5.2
5 Curved Interplate zone	29	87 / 46	356 / 0	266 / 44	0.4	4.7
6 North Interplate zone	74	105 / 15	14 / 4	270 / 74	0.5	4.4
7 Northern Tonga Arc	18	38 / 2	130 / 41	306 / 49	0.7	7.6
8 Center Interplate zone	207	115 / 44	245 / 33	355 / 28	0.9	4.1
9 Tonga Arc	47	80 / 9	170 / 4	286 / 80	0.2	6.4
10 Tonga Arc - LSC	35	172 / 8	66 / 62	266 / 26	0.1	4.8
11 Southern Lau	14	25 / 46	178 / 40	280 / 14	0.2	2.3
12 Center Lau	54	170 / 0	73 / 87	260 / 3	0.4	3.6

In summary, the FFZ, the Peggy ridge/Central Lau Spreading Center (CLSC) and the NELSC are characterized by bimodal stress regimes as expected from the various types of focal mechanisms. These results are in agreement with a model of diffuse rather than narrow plate boundary. This is also supported by the spread of epicenter and focal mechanism data on an average one degree wide strip centered on the plate boundaries of the northern part, except to the Peggy Ridge (fig. VII.1a). Such a tectonic context may be triggered by the anomalous high thermal anomaly lying beneath the North Fiji Basin and Lau Basin [Lagabrielle *et al.*, 1997], that would induce intraplate deformation as well as plate boundary deformation. Therefore, given these observations, we suggest that the FFZ, the Peggy Ridge/Central Lau Spreading Center (CLSC) and the NELSC correspond to diffuse immature plate boundaries, intermediate between a model of intraplate deformation without any plate boundary, as suggested by *Hamburger and Isacks* [1988] and a model of rigid microplates, as proposed by *Zellmer and Taylor* [2001].

The Tonga arc (from 18°S to 24°S) (fig.VII.5, stereogram 9), is located between the East Lau Spreading Center (ELSC) and the trench, and is subjected to a E-W compressive regime. The orientation of the principal stress components in regard to the volcanic arc trend suggests that a dextral strike-slip component is also accommodated along the arc.

Compared to the Tonga segment, the Kermadec arc (fig.VII.6, stereogram 1) shows an homogeneous extensional stress field with a dextral strike-slip component. The local resolution of the stress tensor reveals slight variations in direction from north to south (fig.VII.6). These along-strike variations are consistent with the structural pattern of the Havre Trough, which displays oblique to basin axis tensional structures, that become progressively almost parallel to the arc when approaching the 32°S boundary [Delteil *et al.*, 2002, Ballance *et al.*, 1999]. Unfortunately, the small number of available CMT solutions in these particular areas does not allow us to resolve the spatial azimuthal variations of the stress tensor at the proposed 32°S boundary.

The segmentation of the overall arc-back arc domain appears to be highly controlled by the subduction of the Louisville Seamount Chain (LSC). Indeed, in the Louisville area the compressive stress component

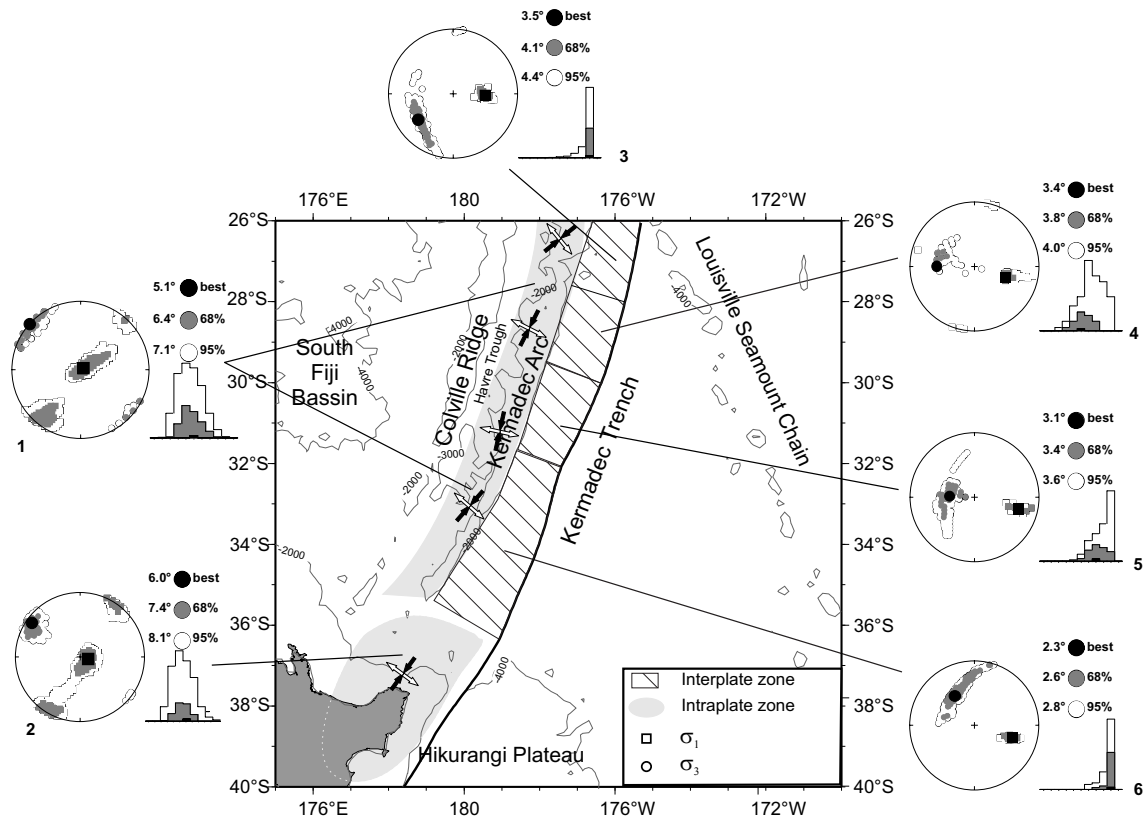


FIGURE VII.6 – Stress tensors resolution for the Kermadec segment. See fig.VII.5 for more precisions. Results of the best fit models are presented in table VII.2.

(σ_1) becomes almost parallel to the Louisville ridge in front of the collision point (fig.VII.5, stereogram 10) and the very low computed R-value (0.1 in table VII.1) supports a biaxial compression, inferred by the main Pacific plate convergence together with the oblique Louisville oblique indenter. Besides, the upper plate area located in front of the Louisville ridge corresponds to an uplifted transition zone between the Tonga and the Kermadec segments and the morpho-structural characteristics suggest that the Lau back-arc spreading ends in this area [Parson and Wright, 1996, Ruellan et al., 2003]. To the south of this domain, a strike-slip regime is instead observed in the back-arc zone (fig.VII.6, stereogram 1). In the same way, we expect such a tectonic regime variation in the area localised in front of the subducting Hikurangi plateau. This zone is indeed the locus of a major seismic gap in the interplate domain (fig.VII.1a), but as the main collision point is localised further south in front of the Chatham Rise (43°S), the low stress field variation observed within the southern part of the Havre Trough cannot be related with certainty to the Hikurangi plateau collision.(fig.VII.6, stereogram 2). Moreover, many other major tectonic mechanisms in this area, like oblique convergence and continental lithosphere rifting, may overprint the collision-induced tectonic signature and do not permit to observe a similar stress field pattern as in the vicinity of the LSC.

TABLEAU VII.2 – *Stress tensors in the Kermadec region. See table VII.1 for details.*

Areas	N	σ_1	σ_2	σ_3	R	Θ -misfit ($^{\circ}$)
		azimut/dip	azimut/dip	azimut/dip		
1 Kermadec Arc	36	160 / 88	42 / 1	312 / 1	0.5	5.1
2 Hikurangi area	44	106 / 79	214 / 3	305 / 10	0.5	6.0
3 Interplate zone A	59	93 / 49	337 / 20	233 / 33	0.9	3.4
4 Interplate zone B	109	102 / 54	194 / 1	285 / 36	0.5	3.3
5 Interplate zone C	126	105 / 30	12 / 6	319 / 59	0.7	3.0
6 Interplate zone D	100	120 / 38	217 / 10	319 / 50	0.9	2.3

VII.2.4.2 The interplate domain

The stress inversion results for the interplate zone (fig.VII.5, stereogram 8 and fig.VII.6, stereograms 3 to 6) exhibit a clear downdip extension regime with a well-constrained slab-normal σ_1 and a down dip σ_3 . The pattern of the 95% confidence limits suggests some possible deviations from the downdip direction and the high R-value (tables VII.1 and VII.2) underlines a clear uniaxial compression that can be related to the underthrusting of the oceanic Pacific plate.

In the Tonga interplate zone (from 18 to 24°S) (fig.VII.3, stereogram 9), the P and T-axes distribution displays two slightly different tendencies, i.e. (a) steeply plunging T-axes and (b) T-axes distributed within the interplate plane and associated P-axes clustering around the slab normal. Pattern (b) reveals a downdip extensional regime related to the bending of the plate and it may be accommodated along intraslab normal faults. Pattern (a) would correspond to the underthrusting of the subducting plate that can induce either the creation of interplate thrusts faults or the reactivation in depth of hinge-faults. Based on this observation, we notice that the 7.9 Mw Tonga event, the May 3, 2006, followed by the 6.0 Mw event, are respectively consistent with these two different trends (fig.VII.3, stereogram 9). Interplate area north to 18°S is discussed in the next section.

VII.2.4.3 The northern termination domain

This domain corresponds to the region to the north of 18°S that is bounded by the trench to the East and by the North East Lau Spreading Center to the West. The misfit values and the 95% confidence limits of our stress inversion presented in stereograms 4, 5, 6 and 7 (fig.VII.5) highlight some heterogeneities in the stress field. Such results were expected from the initial P- and T-axes distribution (fig. VII.3, stereograms 4, 5 and 7), due to the evident mixture between the P- and T-axes, especially observed near the termination of the trench and in the arc zone. This heterogeneous pattern reflects the superimposing of multiple tectonic mechanisms that are related to the curved shape of the trench and affect both the upper and downgoing plates. To better resolve the stress field variation the stress field in this particular domain, we aimed at identifying the major tectonic mechanisms in separating the different trends observed in the global distribution of the P- and T-axes (fig.VII.3, stereograms 4, 5, 6 and 7).

We isolated three major groups (fig.VII.7), based on the global distribution of P- and T-axes within the northern areas. The first one is associated with the underthrusting of the Pacific plate, since the azimuths of the P- and T-axes are parallel to the direction of convergence between the Australia and Pacific plates (fig.VII.7, stereograms a, b, c and d). The second one is represented by a cluster of T-axes lying within the slab dip and the P-axes clustering around the slab normal. It illustrates a downdip extension that can be related to the bending and tearing of the downgoing plate (fig.VII.7, stereograms a, b and c). We note

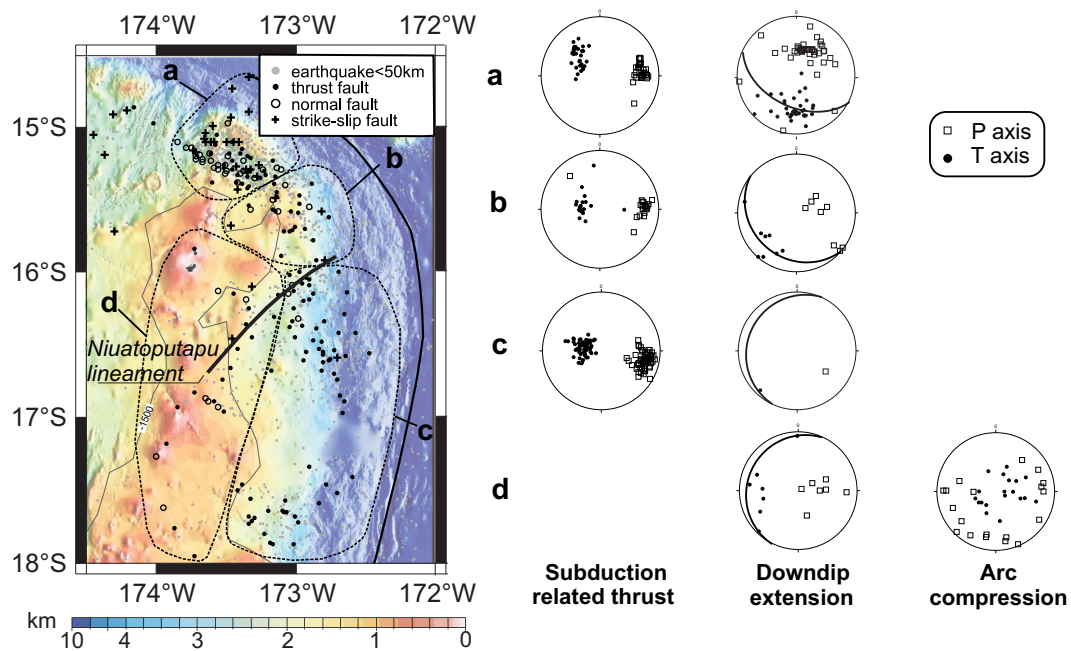


FIGURE VII.7 – Distribution of the shallow seismicity with the stereographic projections of the P- and T-axis for the northern curved area. Three tectonic regimes are identified : the main tectonic regime induced by the plate convergence, the downdip extension related to the plate-tearing process and the arc compression similar to that observed in the main Tonga arc. The great circle on the stereograms corresponds to the interplate plane. Bathymetry from Zellmer and Taylor [2001].

a significant different behaviour between these two groups, since the trend of the P- and T-axes from the "convergence" group remains unchanged along the trench despite the variation of the curvature. Thus, these oblique-slip events may induce an important slip partitioning within the upper plate, since they control the stress field (fig.VII.5, stereograms 5 and 6). On the contrary, the axes from the "bending" group rotate counterclockwise from north to south following the trench normal and are responsible for the stress field at the northern hatched area termination, which is affected by plate-tearing mechanism (fig.VII.5, stereogram 4) [Millen and Hamburger, 1998].

Compared to the interplate domain further south (fig.VII.1b), we note that a higher density of normal events are recorded at this northern termination and particularly to the north of the inferred Niuatoputapu lineament. Besides, this tectonic structure is also emphasizes by the variation of the volcanic arc trend to the north of 16.5°S (fig.VII.7). Thus, we infer that this structure plays a major role in the strain partitioning implied by the trench curvature and it would likely correspond to a transition zone between a "normal" dipping southern slab and a northern tearing slab, that could laterally affect the slab up to 200 km from the tearing zone.

The third identified stress group characterizes the arc region with a compressive stress regime (zone d in fig.VII.7), with vertical T-axes and horizontal P-axes. We note that the P- and T-axes show a counterclockwise rotation compared to those within the Tonga arc further South (fig. VII.3, stereogram 10). The P-axes are not well clustered and indicate some residual heterogeneities in the stress regime, which may be attributed to the competition between mechanisms related to the curvature of the eastern and northern convergent boundaries as well as to the western extensional spreading center.

VII.2.5 Discussion

The stress tensor results have evidenced a considerable tectonic segmentation of the whole system, that is mainly controlled by the LSC subduction. Based on these results, we attempted to quantify the slip partitioning within the upper plate and we determined the margin-parallel rates of motion within the arc along the subduction zone. Using the theoretical model of shear on a dipping plane [Bott, 1969], Angelier et al. [1982] showed that along a subduction plate boundary the direction of the main compressive component, σ_1 , was consistent with the slip direction between the two plates inferred from the focal mechanisms. This assumption is indeed consistent with the good correlation observed between the focal mechanism data and our stress tensors results, that is illustrated in fig.VII.8. The figure VII.8 shows also a deviation between the slip vector azimuths and the convergence azimuths that indicates slip partitioning occurs all along the margin.

In order to quantify this slip partitioning, we constructed the velocity vector diagram proposed by McCaffrey [1992] for oblique convergence (fig.VII.9a), to compute the trench parallel component of motion inferred from the deviation between the slip vector and the convergence vector. We used the predicted plate velocity motion from the NUVEL-1 model for the Kermadec segment as representative of the Pacific plate motion vector with respect to the Australia plate [DeMets et al., 1990]. In this computation, the Havre Trough opening rate was neglected due to its small magnitude and the uncertainty of its present-day back-arc opening. However, if we compare the direction normal to the extensional structures within the Havre Trough, to the convergence direction of the Pacific Plate [Delteil et al., 2003], the consideration of the mean inferred Havre Trough opening rate of 17 mm/y would tend to decrease the margin-parallel motion, suggesting that the slip partitioning would be mostly accommodated within the back-arc domain. In the Tonga segment, the margin-parallel motion of the Tonga arc block was estimated using the GPS plate velocity vectors between the Pacific and the Tonga arc plates [Bevis et al., 1995] and thus, the Lau Basin opening is taken into account in the computation of the slip partitioning.

The results presented in figure VII.9b show a clear kinematics segmentation from north to south and we also observe that the margin-parallel motion is not uniform along the margin, suggesting a minor segmentation within both arcs. A southward motion of the volcanic arc blocks is resolved, except in the northern end of the Tonga arc, north of the Niuatoputapu lineament at 16°S, where a northward displacement is determined. These results suggest a possible accommodation of the slip partitioning by diffuse deformation within the arcs. Thus, we infer a kinematics segmentation of the margin at two scales : (1) at a global scale, the velocity segmentation coincides with the tectonic pattern discussed previously, since it separates the Tonga segment, which is characterized by rates of motion greater than 20 mm/y from the Kermadec segment, mostly characterized by much lower rates of motion close to 15 mm/y on average (fig. VII.9b). Indeed greater velocities are defined in the Tonga segment with a strong and abrupt velocity decrease (from 22 mm/y to 3 mm/y) coincident with the collision point of the Louisville Seamount Chain. A velocity decrease is also recorded along the Kermadec arc when approaching the coupled Hikurangi plateau-Chatham Rise (from 28 mm/y to 14 mm/y).

(2) At a smaller scale, we notice that the margin-parallel motions changes along-strike (fig. VII.9b) and even if these variations are spatially poorly constrained, they seem to be correlated with tectonic features (fig. VII.10). In the Kermadec segment, for instance, a tectonic discontinuity at around 32°S is underlined by a slight velocity break and may separates the northern part of the Kermadec arc with a slow motion (8 - 12 - 10 mm/y from North to South) to the southern part with a more rapid motion (28 - 15 - 14 mm/y from north to south). In the Tonga segment, a strong change between a northward displacement in the northern Tonga arc and a southward motion of the main Tonga segment occurs roughly between 16 and 17°S, that is close to the Niuatoputapu lineament.

Two mechanisms may account for accommodating such velocity variations along the arc : (a) a strike-slip motion along a fault located within the weakest zone, that is, within the volcanic arc, or (b) a collision-induced arc rotation as proposed by *Calmant et al.* [2003] and Wallace et al. [2005], inducing clockwise

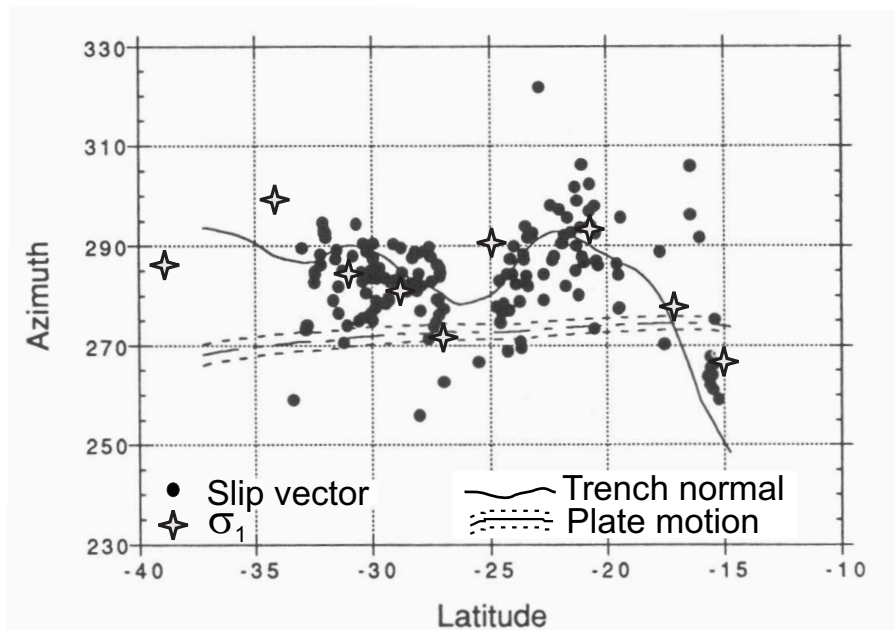


FIGURE VII.8 – Comparison between the azimuths of the slip vectors deduced from our computed σ_1 (stars) versus the slip vectors determined from the focal mechanisms (filled circles) (modified from Yu et al. [1993]). The azimuths of the slip vector for each shallow thrust event are obtained by rotating the slip vector about the strike of focal plane into the horizontal. Predicted plate motion directions from NUVEL-1 model and the uncertainties are represented by dot-dashed line and dashed lines, respectively [DeMets et al., 1990].

rotation of the arc block around a rotation pole, which is localised at the collision point between a bathymetric high and the trench. Here, the Louisville Seamount Chain and the Chatham Rise-Hikurangi plateau would act as poles of rotation for the Tonga segment and the Kermadec segment, respectively.

The southward migration of the Hikurangi plateau along the trench, the large seismic gap extending to the North of this bathymetric high and the variation of the slab geometry at depth on each side of the 32°S boundary [Pelletier and Dupont, 1990], let Davy and Collot [2000] to propose that this 32°S boundary could correspond to the initial point of collision of the Hikurangi plateau.

Such a tectonic pattern is not so easily identified in the Tonga segment due to the particular configuration to the north, where the curved termination strongly disturbs the system and implies a superimposition of two tectonic signatures : the initial collision zone of the LSC and the active subducting plate tearing. However, in comparison to the Kermadec segment, we propose that the Niuatoputapu lineament and the aseismic intra-arc discontinuity lying between 18 and 19°S and referred as the Fonualei discontinuity (fig.VII.10), could also be related to the initial collision zone of the Louisville Seamount Chain [Bonnardot et al., 2006]. Besides, we showed that the Niuatoputapu lineament is reactivated by the complex slab behavior at the northern curved termination of the trench. We infer that the Niuatoputapu structure separates the northern tearing-slab expected to apply a strong pressure on the overriding plate due to a slight slab dip, from a region with a well established normal dipping slab where the interplate pressure is decreasing southward. Consequently, the lineament is expected to separate an uplifted arc to the north from a subsident arc to the south. From bathymetric data, the northern volcanic arc, which is slightly shifted westward and exhibits a topographic high in its forearc domain, is in good agreement with such an interpretation (fig.VII.7b). Additional data, such as vertical displacement measurements from GPS, would help to constrain the on-going mechanisms.

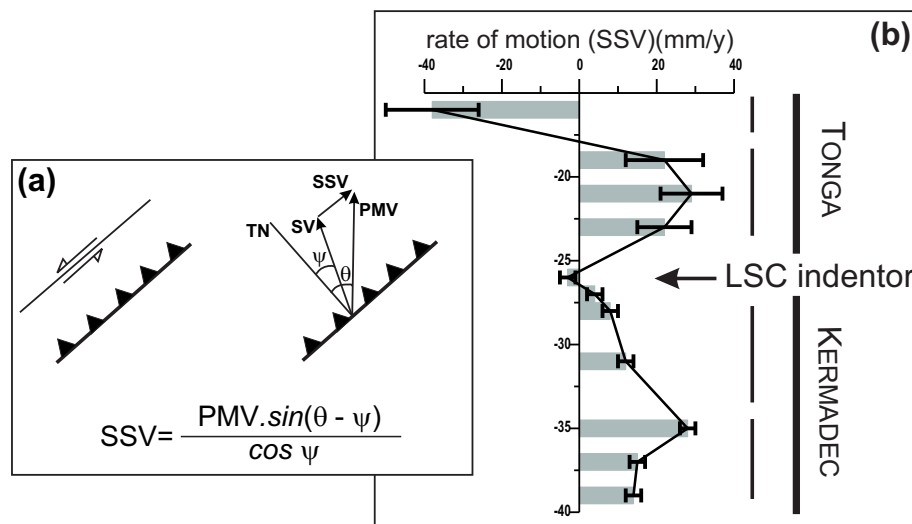


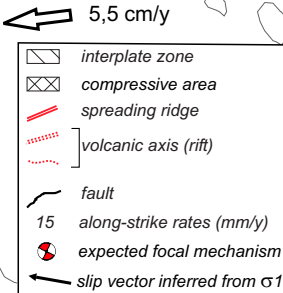
FIGURE VII.9 – (a) Diagram and formula illustrating the relationship between the slip vector (SV), the predicted plate motion velocity (PMV) and the rates of motion accommodated within the margin (SSV=Strike-Slip Vector) [Yu et al., 1993]. (b) Bar chart showing the variation of the margin-parallel rate of motion (SSV) from 15°S to 40°S. This figure shows a major kinematics segmentation controlled by the subduction of the Louisville Seamount Chain (LSC), and two minor segmentations within the Tonga and the Kermadec arcs. A positive rate of motion indicates a southward displacement and a negative one stands for a northward displacement. Error-bars were computed based on the σ -error made on the azimuth of the main compressive stress component σ_1 .

We propose in fig.VII.10 a global kinematic model, which synthetizes both the focal mechanism data and the main tectonic structures. The northwesternmost part of the study area is driven by an homogeneous sinistral strike-slip regime and is considered as one single plate only, but the presence of major faults and spreading ridges should imply a subdivision of this domain into many microplates. The identification of the plate boundaries as present-day or inherited structures, has a fundamental importance, if we attempt to explain the evolution of the Lau Basin opening [Pelletier and Louat, 1989, Zellmer and Taylor, 2001, Bonnardot et al., 2006].

VII.2.6 Conclusions

New constraints on the present-day tectonic pattern in the Tonga-Kermadec region were obtained from an updated review of the seismic activity, since the important increase of hypocentres and focal mechanisms data over the last decades allowed us to refine the main tectonic units, as well as the stress regimes previously inferred by the P- and T-axis orientations [Pelletier and Louat, 1989, Pelletier et al., 1998].

Most of the resolved stress tensors indicate a combination of stress regimes, such as the main tectonic regime related to the subduction process and some local stress perturbations. Due to the characteristics of their composite stress regime, we interpreted the FFZ, the Peggy Ridge, the CLSC and the NELSC as immature plate boundaries in a region with a high thermal gradient [Lagabriele et al., 1997], that are characterised by a diffuse distribution of the shallow seismicity related to both intraplate and plate boundary deformation. The stress inversion results also reflect a major tectonic segmentation of the upper plate and allow to separate the Tonga domain from the Kermadec domain in the vicinity of the entry point into the trench of the Louisville Seamount Chain. The quantification of the slip partitioning, which was computed using the stress tensors resolved in the interplate zone, also emphasizes a similar kinematics segmentation. Consequently, we conclude that subduction of oceanic bathymetric highs may clearly control the upper



rage interplate slip vectors deduced from the stress inversion.

plate state of stress and that they have to be considered as major structures in global evolution of a subducting system. Such a conclusion was also supported by 3-D numerical experiments, that showed strong variations of the state and stress and the topography of the overriding plate, depending on the geometry of the subducting oceanic ridge [Bonnardot, 2006].

In addition, along-strike variations of the rate of margin-parallel motion were reported within both domains, since we resolved a non uniform southward migration of the whole Kermadec arc and most of the Tonga arc, as well as a northward migration of the northernmost part of the Tonga arc. We correlated these local variations with tectonic features and we infer that a second-order segmentation contributes to a diffuse deformation of the all volcanic arc.

Finally, thanks to a fine analyse of the distribution of the shallow seismicity, we also improved the image we have of the structural pattern of the Tonga domain and we identified two new tectonic features : (a) the Niuatoputapu lineament between 16 and 17°S. We showed that it allows for accommodating the variations of the slab behavior induced by the curvature of the trench and that it controls the arc deformation ; (b) the Futuna-Niua Fo'ou lineament, which corresponds to a topographic high and is linked northward to the North Futuna Transform Zone (NFTZ). This structure lets us refine the structural pattern of the Fiji Fracture Zone (FFZ) that mainly accommodates the Lau Basin opening. These newly identified structures are also inferred to have played a major role in the first stages of the Lau Basin opening [Bonnardot *et al.*, 2006], and would have to be taken into account in the further plate tectonics reconstructions.

Acknowledgments

We are very grateful to Michael Hamburger for helpful discussion and an anonymous referee for constructive comments which help us to improve this manuscript. The authors also thank John Gephart for providing the last version of the stress inversion program. The Egide SSHN financial support program ensured the Cenka Christova's work in the Laboratoire Géosciences Azur, Université Nice-Sophia Antipolis, France, in 2005. This is a Géosciences Azur contribution.

Bibliographie

- Angelier, J., E. Barrier, and P. Huchon (1982), Stress trajectories and relative motion at consuming boundaries : the Hellenic subduction (Greece) and the Philippine-Eurasia collision (Taiwan and Japan) as exemples, *C R. Acad. Sci. Paris*, 294, 745–748.
- Ballance, P., D. W. Scholl, T. L. Vallier, and R. Herzer (1989), Subduction of a late Cretaceous seamount of the Louisville Ridge at the Tonga trench : a model of normal and accelerated tectonic erosion, *Tectonics*, 8(5), 953–962.
- Ballance, P., H. Follas, G. Gibson, A. Ablaeu, I. Pushchin, S. Pletnev, M. Biryulina, and T. Itaya (1999), Morphology and history of the Kermadec trench-arc-backarc basin-remnant arc system at 30 to 32°S : geophysical profile, microfossil and K-Ar data, *Mar. Geol.*, 159, 35–62.
- Bevis, M., et al. (1995), Geodetic observations of very rapid convergence and back-arc extension at the Tonga arc, *Nature*, 374, 249–251.
- Bonnardot, M.-A. (2006), Etude géodynamique de la zone de subduction Tonga-Kermadec par une approche couplée de modélisation numérique 3D et de sismotectonique/Geodynamical study of the Tonga-Kermadec subduction zone using both 3-D numerical modelling and seismotectonics approaches, Ph.D. thesis, Université Nice-Sophia Antipolis, 254 p.
- Bonnardot, M.-A., M. Regnier, E. Ruellan, C. Christova, and E. Tric (2006), Stress field in the Tonga Benioff Zone and geodynamical model for the first stages of the Lau Basin opening, *EOS Trans. AGU*, 87(52), Fall Meet. Suppl., Abstract, T51C–1543.
- Bossu, R. (2000), A simple approach to constrain the position and the geometry of the seismogenic structures : application to the Karthala volcano (Grande Comores Island, Mozambique Channel), *J. Seismology*, 4, 41–48.
- Bott, M. H. (1959), The mechanics of oblique slip faulting, *Geol. Mag.*, 96(2), 109–117.
- Calmant, S., B. Pelletier, P. Lebellegard, M. Bevis, F. W. Taylor, and D. A. Phillips (2003), New insights on the tectonics along the New Hebrides subduction zone based on GPS results, *J. Geophys. Res.*, 108(B6), doi : 10.1029/2001JB000644.
- J.-Y. Collot, and Davy, B. (1998), Forearc structures and tectonic regimes at the oblique subduction zone between the Hikurangi Plateau and the Southern Kermadec margin, *Geology*, 24, 107–110.
- Davy, B., and J.-Y. Collot (2000), The Rapuhia Scarp (northern Hikurangi Plateau) - Its nature and subduction effects on the Kermadec Trench, *Tectonophysics*, 328, 269–295.
- Delteil, J., E. Ruellan, I. Wright, and T. Matsumoto (2002), Structure and structural development of the Havre Trough (SW Pacific), *J. Geophys. Res.*, 107, doi : 10.1029/2001JB000494.

- Delteil, J., J.-F. Stephan, B. Mercier de Lepinay, and E. Ruellan (2003), Wrench tectonics flip at oblique subduction. A model from New Zealand, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 335, 743–750.
- DeMets, C., R. G. Gordon, A. D. F., and S. Stein (1990), Current plate motions, *Geophys. J. Int.*, 101, 425–478.
- Dziewonski, A. M., T. Chou, and J. H. Woodhouse (1981), Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity, *J. Geophys. Res.*, 86, 2825–2852.
- Eguchi, T. (1984), Seismotectonics of the Fiji Plateau and Lau Basin, *Tectonophysics*, 102, 17–32.
- Engdahl, E., R. Van der Hilst, and R. Buland (1998), Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88, 722–743.
- Frohlich, C., and K. Apperson (1992), Earthquake focal mechanisms, moment tensors, and the consistency of seismic activity near plate boundaries, *Tectonics*, 11(2), 279–296.
- Frohlich, C., and S. Davis (1999), How well constrained are the well-constrained T, B, and P axes in moment tensors catalogs ?, *J. Geophys. Res.*, 104, 4901–4910.
- Fujiwara, T., T. Yamazaki, and M. Joshima (2001), Bathymetry and magnetic anomalies in the Havre Trough and Southern Lau Basin : from rifting to spreading in back-arc basins, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 185, 253–264.
- Gephart, J. W. (1990), Stress and the direction of slip on fault planes, *Tectonics*, 9(4), 845–858.
- Gephart, J. W., and D. Forsyth (1984), An improved method for determining the regional stress tensor using earthquake focal mechanism data : application to the San Fernando earthquake sequence, *J. Geophys. Res.*, 89, 9305–9320.
- Gillard, D., M. Wyss, and P. Okubo (1996), Type of faulting and orientation of stress and strain as a function of space and time in Kilauea's south flank, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, 101, 16,025–16,042.
- Guiraud, M., O. Laborde, and H. Philip (1989), Characterization of various types of deformation and their deviatoric stress tensors using microfault analysis, *Tectonophysics*, 170, 289–316.
- Hamburger, M., and B. Isacks (1987), Deep earthquakes in the Southwest Pacific : a tectonic interpretation, *J. Geophys. Res.*, 92(B13), 13,841–13,854.
- Hamburger, M., and B. Isacks (1988), Diffuse back-arc deformation in the southwestern Pacific, *Nature*, 332, 599–604.
- Herzer, R., B. Davy, A. Duxfield, J. Mascle, E. Ruellan, N. Mortimer, and C. Laporte (2000), New constraints on the New Zealand-South Fiji Basin continent-back-arc margin, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 330, 701–708.
- Honza, E. (1995), Spreading mode of backarc basins in the western Pacific, *Tectonophysics*, 251, 139–152.
- Isacks, B., R. Sykes, and J. Olivier (1969), Focal mechanisms of deep and shallow earthquakes in the Tonga-Kermadec region and the tectonics of islands arcs, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 80, 1443–1470.
- Karig, D. E. (1971), Origin and development of marginal basins in the Western Pacific, *J. Geophys. Res.*, 76(B11), 2542–2561.
- Lagabrielle, Y., J. Goslin, H. Martin, J.-L. Thiriot, and J.-M. Auzende (1997), Multiple active spreading centres in the hot North Fiji Basin (Southwest Pacific) : a possible model for Archaean seafloor dynamics ?, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 149, 1–13.

- Louat, R., and J. Dupont (1982), Sismicite de l'arc des Tonga-Kermadec, *Tech. Rep. 147*, Trav. Doc. ORSTOM.
- Lu, Z., M. Wyss, and H. Pulpan (1997), Details of stress directions in the Alaska subduction zone from fault plane solutions, *J. Geophys. Res.*, *102*, 5385–5402.
- McCaffrey, R. (1992), Oblique plate convergence, slip vector, and forearc deformation, *J. Geophys. Res.*, *97*, 8905–8915.
- Millen, D., and M. Hamburger (1998), Seismological evidence for tearing of the Pacific plate at the northern termination of the Tonga subduction zone, *Geology*, *26*, 659–662.
- Nishizawa, A., N. Takahashi, S. Abe, and A. Nishizawa (1999), Crustal structure and seismicity of the Havre Trough at 26°S, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 2549–2552.
- Parson, L., and I. Wright (1996), The Lau-Havre-Taupo back-arc basin : A southward-propagating, multi-stage evolution from rifting to spreading, *Tectonophysics*, *263*, 1–22.
- Pelletier, B., and J. Dupont (1990), Erosion, accretion, back-arc extension and slab length along the Kermadec subduction zone, Southwest Pacific, *C. R. Acad. Sci. Paris*, *310*(II), 1657–1664.
- Pelletier, B., and R. Louat (1989), Seismotectonics and present-day relative plate motions in the Tonga-Lau and Kermadec-Havre region, *Tectonophysics*, *165*, 237–250.
- Pelletier, B., S. Calmant, and R. Pillet (1998), Current tectonics of the Tonga-New Hebrides region, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *164*, 263–276.
- Pelletier, B., Y. Lagabriele, M. Benoit, G. Cabioch, S. Calmant, E. Garel, and C. Guivel (2001), Newly identified segments of the Pacific-Australia plate boundary along the North Fiji transform zone, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *193*, 347–358.
- Regnier, M. (1994), Sismotectonique de la ride de Horn (îles de Futuna et Alofi), un segment en compression dans la zone de fracture Nord-Fidjienne, *C. R. Acad. Sci. Paris*, *318*(II), 1219–1221.
- Ruellan, E., and Y. Lagabriele (2005), Oceanic subductions and active spreading in the Southwest Pacific, *Géomorphologie : relief, processus, environnement*, (2), 121–142.
- Ruellan, E., J. Delteil, I. Wright, and T. Matsumoto (2003), From rifting to active spreading in the Lau Basin-Havre Trough backarc system (SW Pacific) : locking/unlocking induced by seamount chain subduction, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, *4*(5), doi :10.1029/2001GC000261.
- Scholz, C. H., and C. Small (1997), The effect of seamount subduction on seismic coupling, *Geology*, *25*(6), 487–490.
- Sdrolias, M., R. Muller, and C. Gaina (2001), Plate tectonics evolution of eastern Australian marginal ocean basins, in *PESA Eastern Australasian Basins Symposium*, edited by B. T. Hill K.C., pp. 227–237, Petroleum Exploration Society of Australia, Melbourne.
- Sdrolias, M., R. Muller, and C. Gaina (2003), Tectonic evolution of the Southwest Pacific using constraints from backarc basins, in *Evolution and dynamics of the Australian plate*, vol. 22, edited by M. R. D. Hills R.R., pp. 343–359, Geol. Soc. Australia Spec. Publ.
- Sykes, L., B. Isacks, and J. Olivier (1969), Spatial distribution of deep and shallow earthquakes of small magnitude in the Fiji-Tonga region, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *59*, 1093–1113.

- Taylor, B., K. Zellmer, F. Martinez, and A. Goodliffe (1996), Sea-floor spreading in the Lau back-arc basin, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *144*, 35–40.
- Vogt, P. R., A. Lowrie, D. R. Bracey, and R. N. Hey (1976), Subduction of aseismic ridges : effects on shape, seismicity and other characteristics of consuming plate boundaries, *Geol. Soc. Am. Spec. Paper*, *172*.
- Wallace, L. M., J. Beavan, R. McCaffrey, and D. Darby (2004), Subduction zone coupling and tectonic block rotations in the North Island, New Zealand, *J. Geophys. Res.*, *109*, doi :10.1029/2004JB003,241.
- Wallace, L. M., R. McCaffrey, J. Beavan, and S. Ellis (2005), Rapid microplate rotations and backarc rifting at the transition between collision and subduction, *Geology*, *33*(11), 857–860.
- Wright, I. (1997), Morphology and evolution of the remnant Colville and active Kermadec Arc ridges south of 33°30' S, *Mar. Geophys. Res.*, *19*, 177–193.
- Yu, G., S. G. Wesnousky, and G. Ekstrom (1993), Slip partitioning along major convergent plate boundaries, *PAGEOPH*, *140*(2), 183–210.
- Zellmer, K., and B. Taylor (2001), A three-plate kinematics model for the Lau Basin opening, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, *2*, doi :2000GC000,106.

Chapitre VIII

Régime tectonique de la plaque plongeante

La distribution de la sismicité particulière sous la zone des Tonga (lacunes de sismicité, largeur variable du plan de Bénioff, activité sismique très intense à très grande profondeur...) ne permet pas aujourd'hui de reconstruire selon un modèle simple, la géométrie de la plaque subduite, car la question de sa continuité en profondeur demeure, notamment au nord sous le bassin NW de Lau. L'objectif de ce chapitre est donc de répondre à deux questions majeures : (1) Existe-t-il un découplage entre la partie profonde du panneau plongeant des Tonga et sa partie de moyenne profondeur (zone de transition située vers 300-400km) ? (2) Est-ce que la subduction de la ride de Louisville a un impact quelconque sur la géométrie du système et donc sur la distribution actuelle de la sismicité/plan de Bénioff ?

Pour tenter de résoudre ces deux problèmes, nous avons tout d'abord appliqué aux mécanismes au foyer de la plaque subduite la méthode d'inversion décrite au chapitre précédent, afin de définir le régime de la plaque profonde, puis nous avons comparé ces résultats à la distribution particulière des hypocentres. Enfin, nous avons intégré l'ensemble de ces données dans un modèle d'évolution géodynamique global de la subduction des Tonga, depuis l'ouverture du bassin de Lau.

Sommaire

VIII.1	Distribution de la sismicité du panneau plongeant	183
VIII.1.1	Etude de la sismicité en carte	183
VIII.1.2	Etude de la sismicité en coupe	184
VIII.2	Etude préliminaire de la séquence sismique du 3 Mai 2006	189
VIII.3	Etat de contrainte du panneau plongeant du système Tonga-Lau	192
VIII.3.1	Les données	192
VIII.3.2	Evolution du régime des contraintes au sein des segments T1 à T4	195
VIII.3.3	Etat de contrainte du panneau plongeant de 60 à 300 km de profondeur	202
VIII.3.4	Etat de contrainte du panneau plongeant de 300 à 700 km de profondeur	204
VIII.4	L'ouverture de la zone Nord du bassin de Lau : Evidences d'un saut de subduction	208
VIII.4.1	Relations entre la segmentation de la plaque chevauchante et la distribution de la sismicité dans la plaque plongeante	208
VIII.4.2	Retrait de la plaque plongeante et saut de subduction	211
VIII.4.3	Les données de géochimie dans un modèle de saut de subduction	213
VIII.4.4	Un modèle d'évolution géodynamique possible	215
VIII.4.5	Conclusions	219

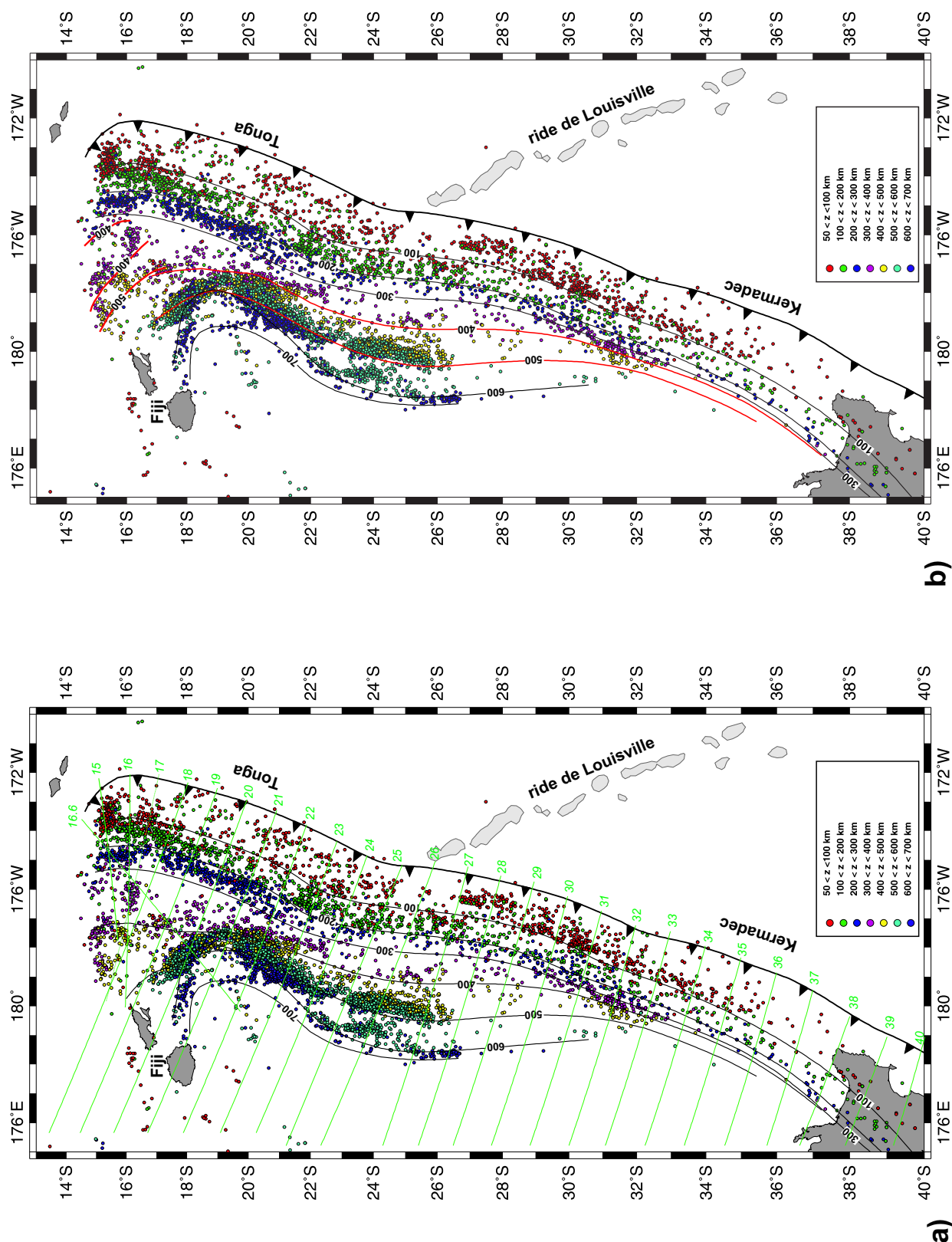


FIGURE VIII.1 – Distribution de la sismicité de la plaque plongeante Pacifique du système Tonga-Kermadec d'après le catalogue de Engdahl et al. [1998]. (a) Courbes d'isoprondeur du plan de Bénihoff de la zone, qui semblent incohérentes au Nord de la zone pour les profondeurs 400 et 500 km ; (b) Nouvelle géométrie proposée des courbes d'isoprondeur, en accord avec la distribution de la sismicité.

VIII.1 Distribution de la sismicité du panneau plongeant

VIII.1.1 Etude de la sismicité en carte

La distribution spatiale des hypocentres au sein de la plaque plongeante du système Tonga-Kermadec souligne une segmentation du plan de Bénioff, à la fois en latitude et en profondeur. Cette répartition suggère une réorganisation récente et complexe du système de subduction. Cette réorganisation est attribuée d'une part, à la rotation anti-horaire de la plateforme fidjienne et d'autre part, à l'ouverture du bassin de Lau (fig. VIII.1).

La première observation est l'étendue très variable de la zone sismogène en carte, entre le segment des Tonga et le segment des Kermadec (fig. VIII.1). Sous l'arc des Tonga, la plaque plongeante atteint la limite des 670 km et est présente sous l'ensemble du vaste bassin arrière-arc de Lau, suggérant un pendage modéré de la plaque plongeante. La géométrie du plan de Bénioff du segment Tonga rappelle la forme en V du bassin de Lau et suggère l'idée d'une relation entre l'ouverture arrière-arc et la grande étendue de la zone sismogène (fig. VIII.1).

Sous l'arc des Kermadec, la distribution des hypocentres indique à l'inverse une plaque plongeante à très fort pendage, dès son entrée en subduction. La profondeur atteinte par la plaque subduite sous l'arc des Kermadec semble diminuer à mesure que l'on dirige vers le Sud de la zone, où il devient alors impossible de représenter les isocontours du plan de Bénioff au-delà des 300 km.

Plusieurs hypothèses ont été émises pour expliquer ces variations de profondeur de la subduction des Kermadec. La longueur réduite de la plaque subduite peut s'expliquer soit par une subduction plus récente que dans la zone des Tonga, impliquant donc une longueur de plaque subduite plus courte, soit par un panneau plongeant plus chaud, qui ne serait plus source de sismicité [Pelletier and Dupont, 1990]. Certains auteurs proposent également des phases de subductions multiples sous l'arc des Kermadec [Hanus and Vanek, 1978a]. L'importante étendue spatiale du plan de Bénioff sous les Tonga s'explique par l'ancrage de la plaque subduite sur la discontinuité des 670 km, couplée au retrait rapide de la plaque Pacifique en relation avec l'ouverture arrière-arc du bassin de Lau. Ceci entraîne également la déchirure de la plaque Pacifique à l'extrémité Nord de la fosse.

La limite entre le segment Tonga et le segment Kermadec située à 27°S dans la répartition de la sismicité, suit une direction Est-Ouest. Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer cette orientation non orthogonale à la fosse (fig. VIII.1). La première propose l'existence d'un flux mantellique Nord-Sud, mis en évidence par les données de biréfringence indiquant des anisotropies au sein du manteau asthénosphérique [Hall et al., 2000, Fischer and Wiens, 1996, Smith et al., 2001], mais également par une zonation géochimique des laves émises dans le domaine Tonga [Wendt et al., 1997, Turner and Hawkesworth, 1998, Hawkins, 1995]. Ces flux seraient responsables d'une translation d'environ 500 km vers le sud de la partie profonde de la plaque subduite (>400 km) par rapport à la partie superficielle [Giardini and Woodhouse, 1986]. La transition entre le domaine Tonga et le domaine Kermadec s'effectuerait donc par contorsion de la plaque plongeante.

La seconde hypothèse expliquant une orientation Est-Ouest de cette limite, repose sur la subduction d'une fracture d'ordre lithosphérique qui rejouerait lors de la subduction de la plaque (fig. VI.10). Il a en effet été imagé au sein de la plaque plongeante et dans la prolongation de cette discontinuité sismique, une structure tectonique, la fosse d'Osborn, interprétée comme la trace fossile d'une dorsale à l'origine de la séparation du plateau d'Hikurangi et du plateau de Manihiki [Small and Abbott, 1998, Billen and Stock, 2000, Lonsdale, 1997]. Un nombre très limité de données disponibles pour cette zone ne permet malheureusement pas de conclure et la confirmation d'une telle hypothèse nécessiterait l'acquisition de données supplémentaires sur une surface plus vaste.

Une seconde segmentation de la sismicité apparaît vers 31-32°S. On observe en effet un changement brutal de la longueur du plan de Bénéioff diminué de moitié au Sud de cette discontinuité. L'origine de cette discontinuité n'est toujours pas résolue, malgré les nombreuses hypothèses avancées (un panneau plongeant profond détaché de sa partie superficielle ; un panneau plongeant plus chaud et donc devenu invisible sismiquement ; des taux de convergence variables de part et d'autre de cette discontinuité [Pelletier and Dupont, 1990]).

La segmentation en profondeur du plan de Bénéioff rend difficile la détermination de la géométrie actuelle de la plaque subduite. La méthode qui consiste généralement à tracer les courbes d'isoprofondeur suggérées par la répartition des hypocentres, est peu fiable du fait de l'existence de nombreuses lacunes sismiques dans la plaque subduite au niveau des Tonga et de la forte courbure de la fosse au Nord. La figure VIII.1a montre en effet une mauvaise corrélation entre les contours d'isoprofondeurs du plan de Bénéioff et la sismicité à partir de 300 km au Nord du bassin de Lau.

Plusieurs lacunes sismiques sont fortement présentes au sein du plan de Bénéioff tongien. La plus importante, centrée sur 17°S et 176°W, se situe sous le bassin de Lau et elle affecte principalement les séismes de transition (300-400 km et 400-500 km). Cette lacune marque la limite entre le domaine situé au Sud de 18°S, où les isocontours sont parallèles à la fosse et espacés régulièrement de la surface jusqu'aux grandes profondeurs (700 km) et le domaine situé au Nord de 18°S, où seuls les isocontours du plan de Bénéioff inférieurs à 300 km sont en accord avec la distribution réelle des hypocentres (fig. VIII.1a et b). Cette vaste lacune soulève donc le problème d'un éventuel détachement de la partie profonde de la plaque plongeante. La seconde lacune se localise entre 18°S et 26°S et s'allonge parallèlement à la fosse. Cette lacune coïncide ainsi à peu près avec la discontinuité pétrologique des 410 km dans le manteau supérieur, où les transformations pétrologiques (transformation de l'olivine en pérovskite) provoquent des modifications importantes du régime des contraintes au sein de la plaque subduite. Des doubles plans de sismicité ont été observés à ces profondeurs, révélant un plan supérieur extensif et un plan inférieur compressif [Wiens et al., 1993, Guest et al., 2004]. Le bassin de Lau ayant des taux d'ouverture très rapides, cette lacune de sismicité suggère l'accommodation du retrait de la fosse par un étirement du panneau plongeant localisé préférentiellement au niveau de cette discontinuité majeure à 410 km.

Ces diverses observations soulèvent la question d'un couplage ou d'un détachement de la partie profonde subduite dans le domaine Tonga. Nous avons donc cherché à résoudre ce problème dans la suite de ce travail.

VIII.1.2 Etude de la sismicité en coupe

La géométrie profonde de la plaque plongeante étant particulièrement difficile à résoudre dans le domaine Tonga, nous avons analysé la distribution de la sismicité à partir du catalogue d'Engdahl [Engdahl et al., 1998], auquel nous avons appliqué la méthode d'effondrement décrite au chapitre précédent [Bossu, 2000]. La méthode "d'effondrement" nous a permis de mettre en évidence des structures sismologiques majeures. Nous avons testé plusieurs rayons pour la sphère d'effondrement, qui doit être normalement proportionnelle au volume d'incertitude autour d'un hypocentre, afin de vérifier que les informations principales n'étaient ni perdues, ni fortement modifiées par une mauvaise pondération des données. Un rayon de 30 km a finalement été retenu. Nous avons ensuite levé des coupes à chaque degré de latitude, perpendiculairement aux structures tectoniques de surface et aux structures sismologiques de la plaque plongeante. Les résultats sont présentés en figures VIII.2 et VIII.3. Plusieurs caractéristiques communes apparaissent sur ces coupes :

(1) Les lacunes sismiques préalablement observées en carte (fig. VIII.1) sont clairement identifiables sur la grande majorité des coupes du domaine Tonga (de 15°S à 28°S), car elles isolent la partie supérieure de la plaque plongeante (0-300 km) de sa partie profonde (300-700 km). Une variation du pendage de la partie supérieure s'observe du Nord au Sud, avec des valeurs proches de 60° au Nord de la latitude 19°S, d'environ 52° de 20 à 29°S et d'environ 70° au sud de 30°S, c'est-à-dire dans le segment Kermadec (fig. VIII.3). Contrairement à la segmentation sismique de la partie profonde, les variations de pendage de la partie supérieure ne coïncident pas avec la structuration observée dans la plaque supérieure.

La partie profonde de la plaque subduite sous l'arc Tonga présente également de fortes variations de géométrie du Nord au Sud. Au Nord de 19°S, la sismicité profonde s'arrête vers 450-500km (coupes 15S à 19S, fig. VIII.2) et elle tend à s'horizontaliser, ce qui contraste avec le pendage de la partie 0-300 km. La lacune de sismicité qui isole ces deux parties de plaque plongeante correspond ici à la vaste lacune imagée sous la bassin de Lau. De 20 à 26°S, la partie 300-700 km s'épaissit fortement jusqu'à former deux écaïlles distinctes, parallèles entre elles (coupes 24 et 25°S, des figures VIII.2 et VIII.3). Ces écaïlles appartiendraient à la lithosphère subduite, lorsque la fosse du Vitiaz était encore active [Hamburger and Isacks, 1987, Okal and Kirby, 1998, Chen and Brudzinski, 2001, 2003, Hanus and Vanek, 1978b]. Le fait qu'elles apparaissent découplées de la lithosphère plongeante actuelle pourrait souligner une indication possible de rupture dans le processus de subduction aux Tonga. Par ailleurs, on remarque que l'écaïlle "supérieure", qui s'observe en carte entre 22 et 26°S, se corrèle avec une augmentation locale de la largeur de la ride de Lau à ces mêmes latitudes (figs. VIII.1 et VI.1). Cette corrélation pourrait refléter des événements antérieurs à la subduction actuelle, peut être avant le rifting de l'arc.

Lorsque la sismicité profonde s'observe jusqu'à 700 km de profondeur (coupes 16.6S et de 20 à 28S, figs. VIII.2 et VIII.3), on constate une tendance à la verticalisation de la partie 300-700 km à mesure que l'on se dirige vers le Nord.

Les lacunes de sismicité de profondeur intermédiaire semblent donc accommoder des comportements différents entre la partie supérieure et la partie profonde de la plaque plongeante. On remarque cependant que les coupes effectuées à 22 et 23°S ne montrent pas cette lacune sismique. La présence de la ride de Louisville à ces profondeurs suggérerait une augmentation de l'épaisseur et de la rigidité de la plaque plongeante localement, la rendant moins sensible à la discontinuité pétrologique des 410 km.

A l'inverse de la zone Tonga, la plaque plongeante de Kermadec présente une parfaite continuité dans la distribution en profondeur des hypocentres, indiquant une compétence parfaite du panneau plongeant. On note toutefois une diminution significative de la profondeur atteinte par la plaque subduite vers le Sud, avec une transition à partir de 33°S.

Enfin, une diminution de l'intensité de la sismicité s'observe autour de 100 ± 20 km, sur l'ensemble des coupes. Cette même observation a été faite dans la majorité des zones de subductions. Cette profondeur correspond à la zone de déshydratation de la plaque plongeante et donc à la zone de fusion partielle du coin mantellique, impliquant localement une rhéologie non propice à la rupture cassante [Spicak et al., 2004, Hanus and Vanek, 1979].

(2) Sur les coupes effectuées aux latitudes 21°S et 27°S (figs. VIII.2 et VIII.3), une seconde branche de sismicité se détache du plan de Benioff jusqu'à environ 150 km de profondeur et rejoignent la surface à proximité de la fosse (figs. VIII.2 et VIII.3). Ces branches présentent une forte verticalité, recoupant ainsi la lithosphère plongeante. Aucune origine certaine ne peut être proposée pour ces alignements, mais ils peuvent correspondre à des plans de rupture intraplaque actuel ou à d'anciennes failles normales d'extrados réactivées. On note cependant une relation entre la présence de ces plans subverticaux et les zones de lacune de sismique à l'interplaque :

- autour de 21°S, où s'est manifestée une crise sismique importante initiée le 03 Mai 2006 par un séisme de magnitude $M_w=7.9$. Cette séquence, dont l'origine reste indéterminée, est présentée ci-dessous ;
- à la latitude 27°S, c'est-à-dire à l'avant de la ride de Louisville actuellement en subduction. La coïncidence entre cette branche de sismicité qui rejoint la surface et la présence de la ride de Louisville suggère un possible découplage lithosphérique intraplaque, lié à la variation de densité qu'elle induit et qui s'oppose à la subduction de la ride. Cependant aucune anomalie de densité de type ride ou même mont sous-marin n'a été reportée à la latitude 21°S.

(3) Enfin concernant la partie Nord du segment Tonga (coupe 16.6°S, figs. VIII.2 et VIII.3), on remarque, en plus de la sismicité soulignant le plan de Bénioff, la présence de nombreux hypocentres bien au-dessus de la plaque subduite, à des profondeurs inhabituelles (entre 0 et 400km). La distribution des hypocentres dans la partie nord du bassin indique donc des discontinuités majeures à grande échelle, dans le Nord de cette zone. Celle-ci sera étudiée plus en détail dans la dernière section de ce chapitre.

Deux points majeurs ont été mis en évidence par l'étude de la distribution de la sismicité : (A) l'existence d'un éventuel détachement de la partie profonde, vers 300-400 km de profondeur, dans le domaine Tonga ;

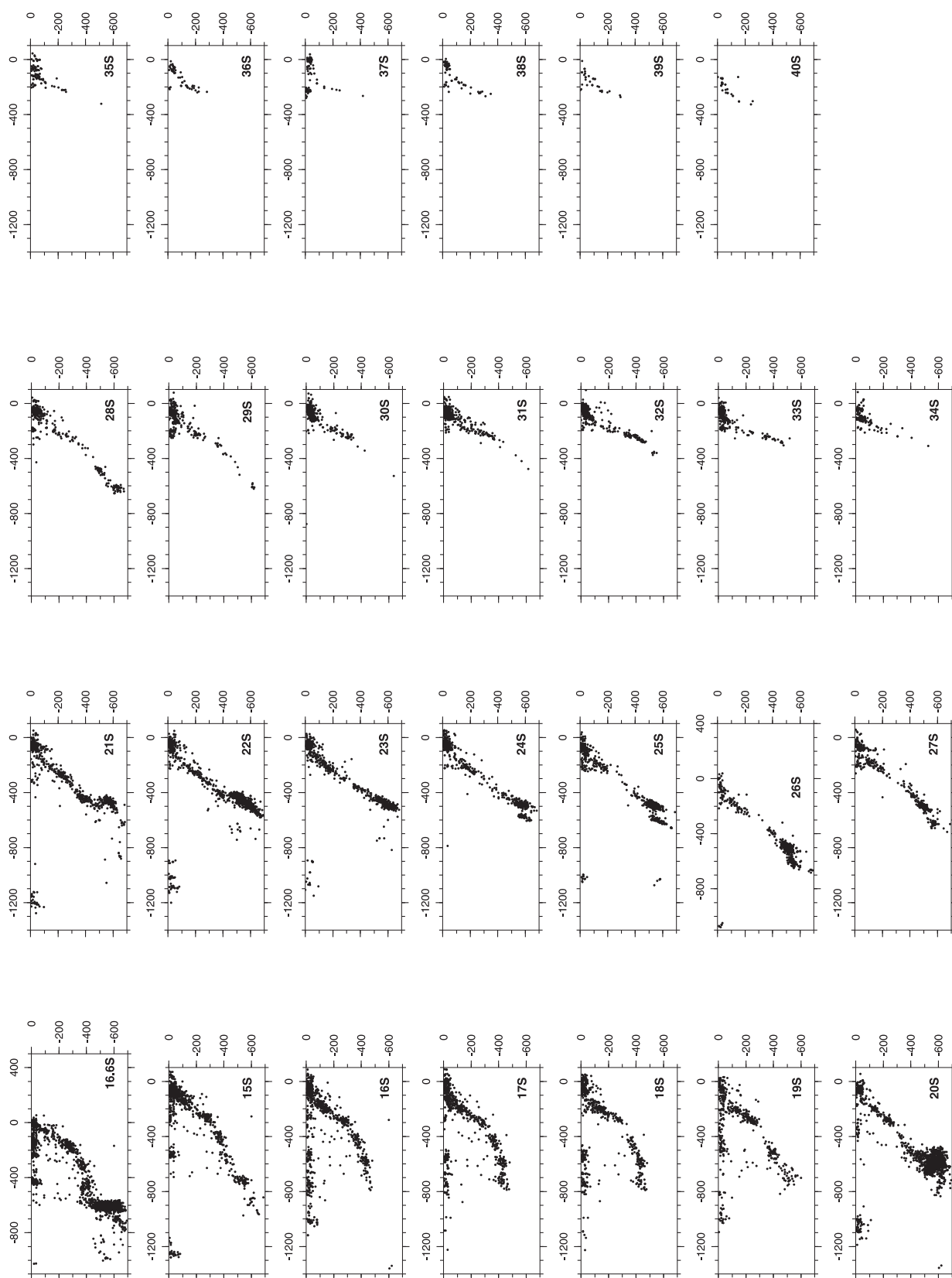


FIGURE VIII.2 – Coupes perpendiculaires à la fosse (azimut proche de 290°), de la sismicité du panneau plongeant, d'après le catalogue de Engdahl et al. [1998]. Chaque coupe est faite sur 1° de large. Leurs tracés sont représentés sur la figure VIII.1a. La coupe "16.6S" a été effectuée selon un azimut d'environ 235° .

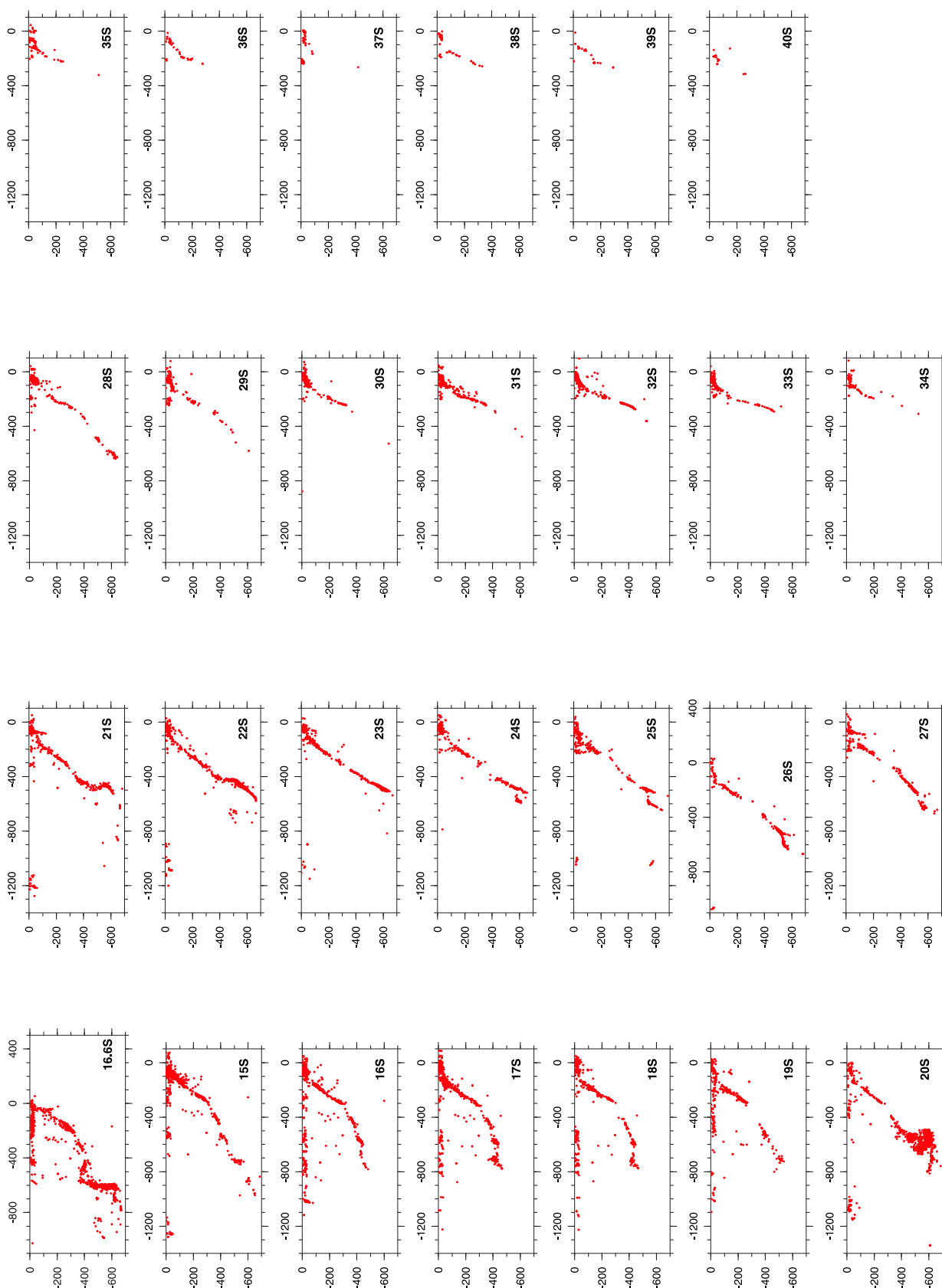


FIGURE VIII.3 – Coupes perpendiculaires à la fosse (azimut proche de 290°), de la sismicité *effondrée* du panneau plongeant, d'après le catalogue de Engdahl et al. [1998] et la méthode d'effondrement de Bossu [2000]. Le rayon de la sphère d'effondrement est de 30 km. Chaque coupe est faite sur 1° de large. Leurs tracés sont représentés sur la figure VIII.1a. La coupe "16.6S" a été effectuée selon un azimut d'environ 235° .

(B) des phénomènes intraplaques, qui s'expriment à faible profondeur (0-150 km) par une seconde branche de sismicité spatialement corrélée aux lacunes sismiques interplaques.

Afin de mieux caractériser ces deux phénomènes, nous avons réalisé une étude préliminaire de la crise sismique superficielle, survenue en Mai 2006, dans une zone où a été imagée une seconde branche de sismicité (21°S). Puis, à partir de la résolution couplée du régime des contraintes au sein de la plaque plongeante et de la plaque chevauchante, nous avons abordé la question de détachement du panneau plongeant profond.

VIII.2 Etude préliminaire de la séquence sismique du 3 Mai 2006

Un séisme de magnitude $M_w=7.9$ a été enregistré le 3 Mai 2006, proche de la surface (65 km) situé à 20.035°S, 174.227°W. La détermination du mécanisme au foyer a révélé un mécanisme de type chevauchant, avec un plan de rupture proche de la verticale (fig. VIII.4) (données USGS et Harvard ; Vallée [2006]). Une étude préliminaire du séisme a révélé une propagation de la rupture vers le SW sur une distance approximative de 120 km [Vallée, 2006], qui peut être identifiée en carte par l'alignement des répliques (fig. VIII.5).

La plus forte réplique de magnitude $M_w=6.0$, a eu lieu à une profondeur inférieure à 20 km, le lendemain du séisme majeur, avec un mécanisme de type normal (données USGS). L'orientation de leurs axes P et T est en accord avec ceux des autres évènements dans cette même zone (fig. VIII.6).

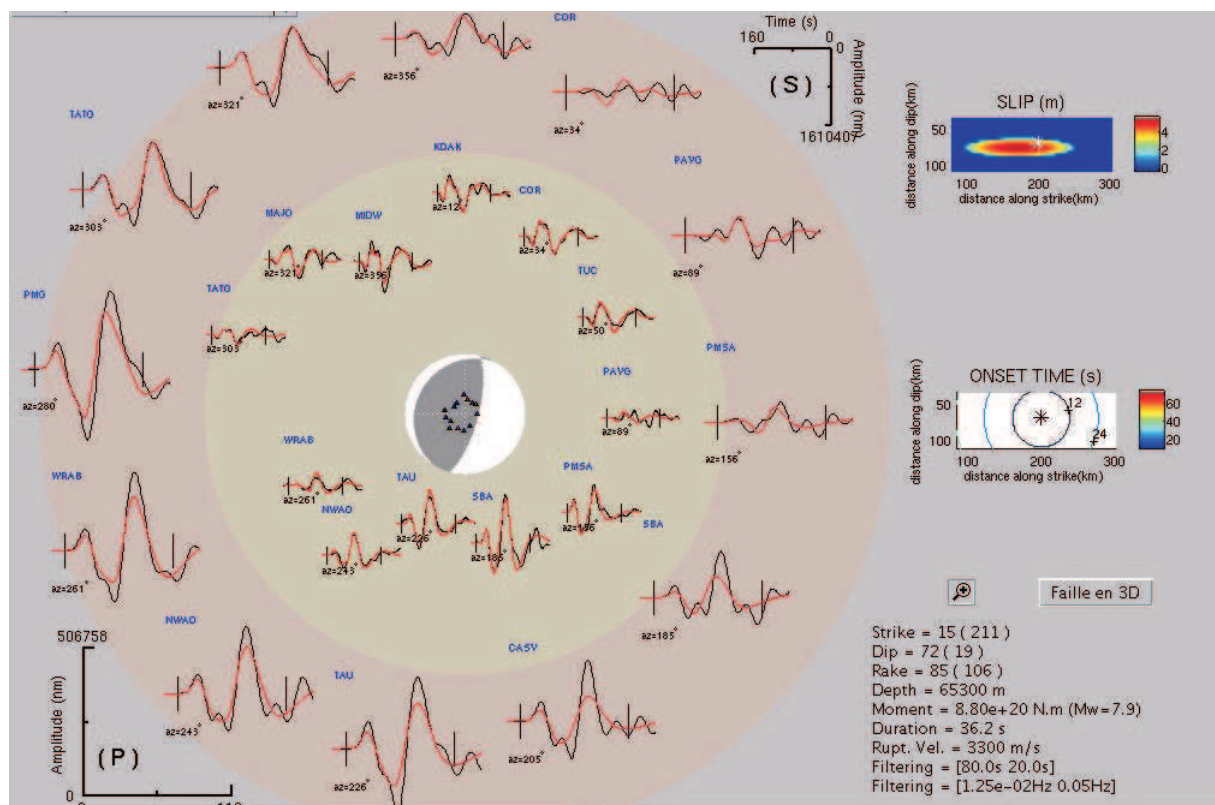


FIGURE VIII.4 – *Modèle de rupture du séisme du 3 Mai 2006. A gauche de la figure : détermination du mécanisme au foyer par modélisation de la forme des ondes téléseismiques (noir=donnée ; rouge=résultat de la modélisation) : cercle extérieur : onde P, cercle intérieur : onde S. A droite de la figure, modèle de glissement et de propagation de la rupture [Vallée, 2006].*

Les séismes de faible profondeur et de magnitude importante sont généralement associés soit à des mécanismes inverses de type chevauchement interplaque, témoignant d'un fort couplage entre les deux plaques, soit à des mécanismes de type normal, témoignant alors d'une rupture d'ordre lithosphérique au sein de la plaque subduite et impliquant un découplage entre les deux plaques sous le contrôle de la gravité.

Dans la zone de subduction des Tonga, cinq séismes superficiels de très forte magnitude ($M_w > 7.4$) ont été enregistrés entre 1975 et 1982 dans la plaque plongeante et dans la prolongation de la ride de Louisville [Christensen and Lay, 1988, Lundgren and Okal, 1988]. Ces auteurs ont proposé que cette ride, qui augmente localement le couplage interplaque, perturbait l'état de contraintes intraplaques du fait de son anomalie de densité.

Bien qu'aucune structure particulière ne semble entrer en subduction à la latitude 21°S , plusieurs coïncidences sont observées dans les environs de la zone de rupture :

1. Ce séisme intervient curieusement dans la zone où des mécanismes inverses de surface sont enregistrés au niveau du bombement de la plaque Pacifique avant subduction [Pelletier and Louat, 1989], alors que des mécanismes d'extrados en tension sont attendus, particulièrement le long d'une zone de subduction dite découplée.
2. Ce séisme intervient également au front de la zone où la ride des Tonga est la plus surélevée (fig. VIII.6). On remarque par ailleurs un haut topographique situé en domaine avant-arc à 20.5°S , 174°W , c'est-à-dire immédiatement au Sud du séisme majeur.
3. Enfin il intervient dans une zone où une double branche de sismicité a été mise en évidence en coupe (figs. VIII.2 et VIII.3).

On remarque sur la carte illustrant la sismicité enregistrée dans la zone du 03 mai 2006 jusqu'au 24 Septembre 2006 (fig. VIII.5), qu'un essaim de séismes superficiels ($< 50\text{km}$) s'aligne selon une direction N 320°E , c'est-à-dire selon une direction proche de celle de Louisville. Ces séismes contournent par le Nord la zone de l'arc des Tonga surélevé, malgré la propagation de la rupture vers le SW [Vallée, 2006], ce qui souligne une segmentation du système en latitude.

Par analogie avec la latitude 27°S , c'est-à-dire à l'avant immédiat de la ride de Louisville en subduction, on peut faire l'hypothèse de la présence d'un corps peu dense situé à l'interplaque pour expliquer l'existence d'un mécanisme inverse de si forte magnitude, suggérant une augmentation locale du couplage interplaque. Par ailleurs, la présence d'un corps peu dense à l'interplaque, qui s'oppose à l'enfoncement de la plaque, pourrait expliquer le plan de rupture subvertical déterminé pour le séisme majeur de magnitude $M_w = 7.9$, ainsi que la répartition en coupe des plus fortes répliques selon un plan à fort pendage (60°), de direction opposé au plan interplaque (fig. VIII.5). Un tel phénomène peut donc souligner un éventuel découplage entre la plaque de faible profondeur qui refuse de s'enfoncer et une partie profonde sous contrôle de la gravité. Ce découplage serait en accord avec la surrection de la ride des Tonga dans ce secteur.

L'origine de la seconde branche de sismicité reste toutefois irrésolue. Une étude plus approfondie de la sismicité superficielle des nombreuses zones caractérisées par l'entrée en subduction d'un corps peu dense s'avère maintenant nécessaire pour mieux contraindre le mécanisme en cours dans la zone étudiée.

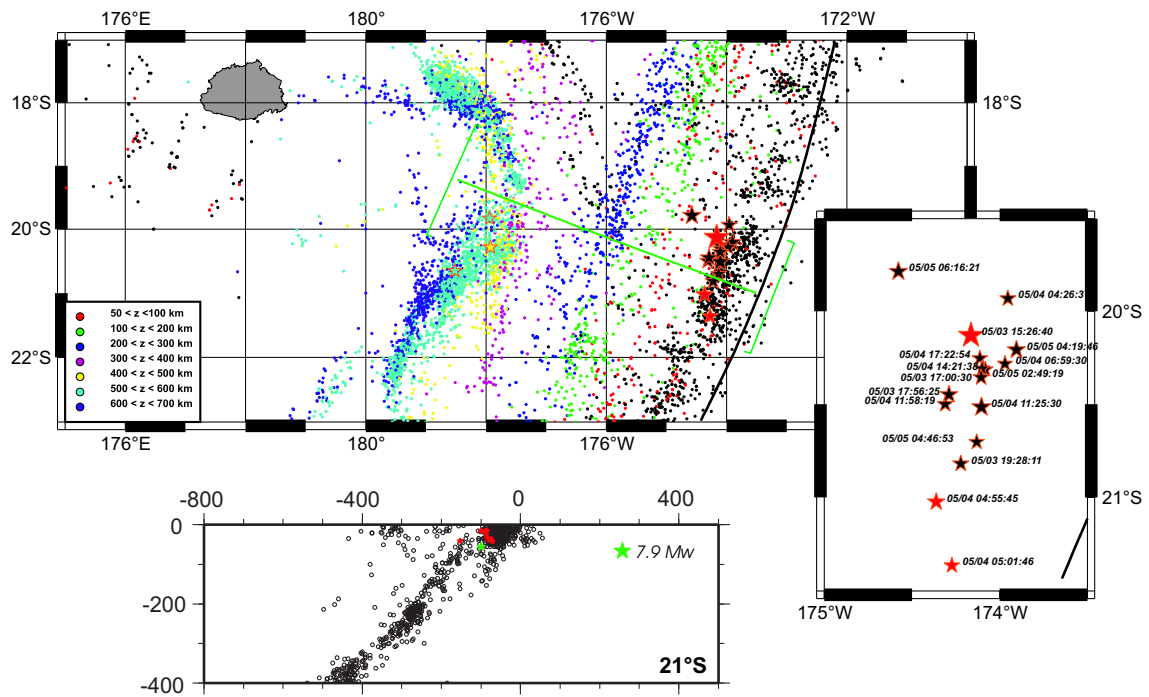


FIGURE VIII.5 – Distribution de la sismicité en carte et en coupe et localisation des séismes enregistrés entre du 30 avril 2006 au 5 mai 2006 (données de l'USGS). On note sur la coupe l'existence d'un second plan de sismicité subvertical entre 0 et 170 km de profondeur.

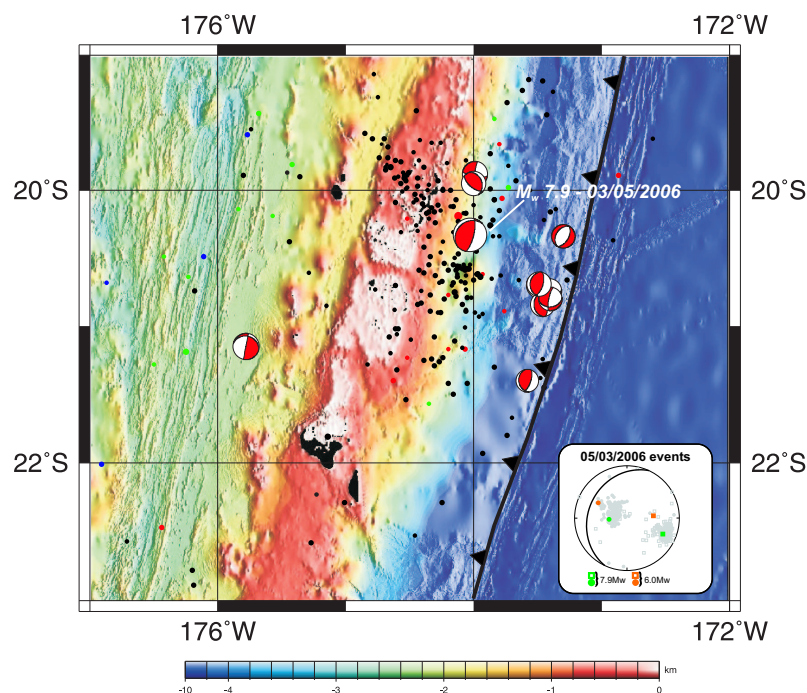


FIGURE VIII.6 – Sismicité enregistrée entre le 3 Mai 2006 au 24 Septembre 2006. On remarque un alignement de la sismicité superficielle (cercle noirs) selon un azimuth N320°E, au Nord de l'arc Tonga surélevé. L'encadré montre la projection stéréographique des axes P et T des mécanismes <50 km de cette zone en comparaison avec les événements Mw=7.9 et Mw=6.0.

VIII.3 Etat de contrainte du panneau plongeant du système Tonga-Lau

VIII.3.1 Les données

Les événements de la plaque en subduction

Les mécanismes au foyer du panneau plongeant ont été sélectionnés selon les mêmes critères que ceux appliqués aux données de la plaque supérieure (voir chapitre précédent). La méthode a tout d'abord consisté à effondrer le jeu de données des hypocentres du catalogue de Engdahl et al. [1998], en utilisant la méthode présentée au chapitre précédent Bossu [2000]. En utilisant ce nouveau jeu de données ("les bary-centres des hypocentres"), nous avons fait les coupes à chaque degré de latitude, perpendiculaires à la fosse et d'une largeur de 1° . La détermination du plan de Bénéioff a été effectué sur ces coupes, pour permettre la séparation objective des événements appartenant à la plaque supérieure et situés au-dessus du plan de Bénéioff entre 0 et 70 km, des événements appartenant à la plaque plongeante, situés au-dessous de ce plan. Seuls les événements situés au-dessus des 300 km de profondeur ont été pris en compte pour déterminer la géométrie du plan de Bénéioff, étant donné la complexité de la plaque plongeante au-delà des 300 km. La figure VIII.7 illustre les plans de Bénéioff que nous avons déterminés par rapport à la distribution de la sismicité en coupe. Enfin, de même que pour les événements de la plaque supérieure, nous avons sélectionné les mécanismes au foyer (Centroid Moment Tensor Solutions (CMTS), Dziewonski et al. [1981]) statistiquement les mieux contraints, d'après les 3 critères proposés par Frohlich and Apperson [1992], Frohlich and Davis [1999] : l'erreur relative de localisation de l'évènement ($erel < 0.30$), la composante de non double-couple ($fclvd < 0.25$) et le degré de liberté introduit dans l'inversion ($nfree=6$) [Frohlich and Apperson, 1992, Frohlich and Davis, 1999].

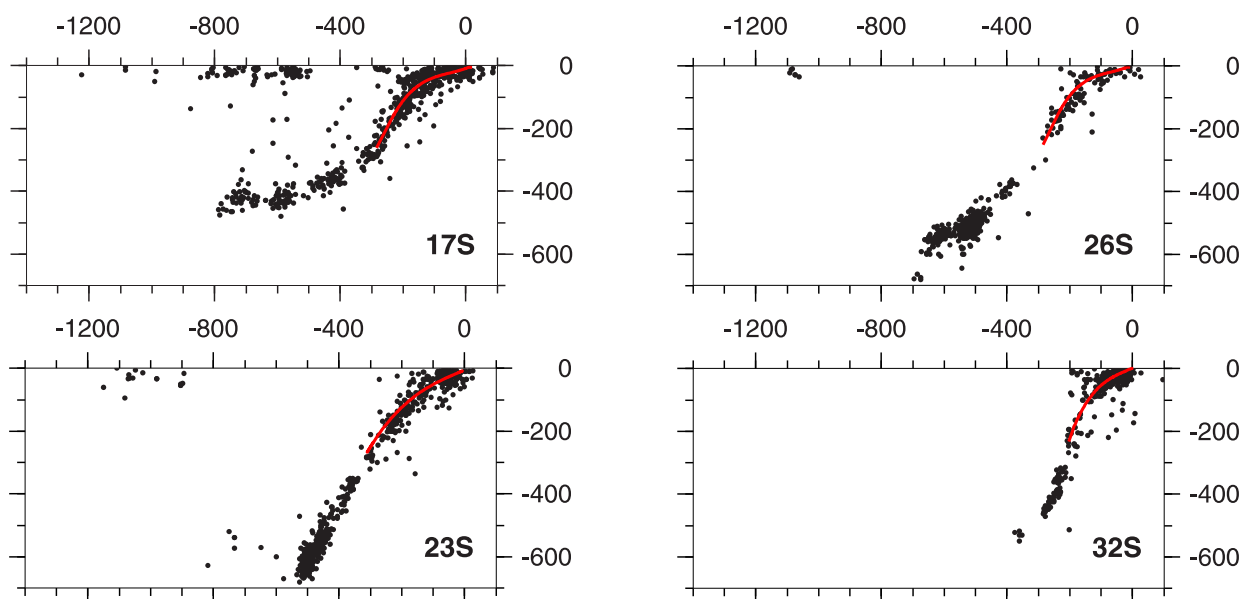
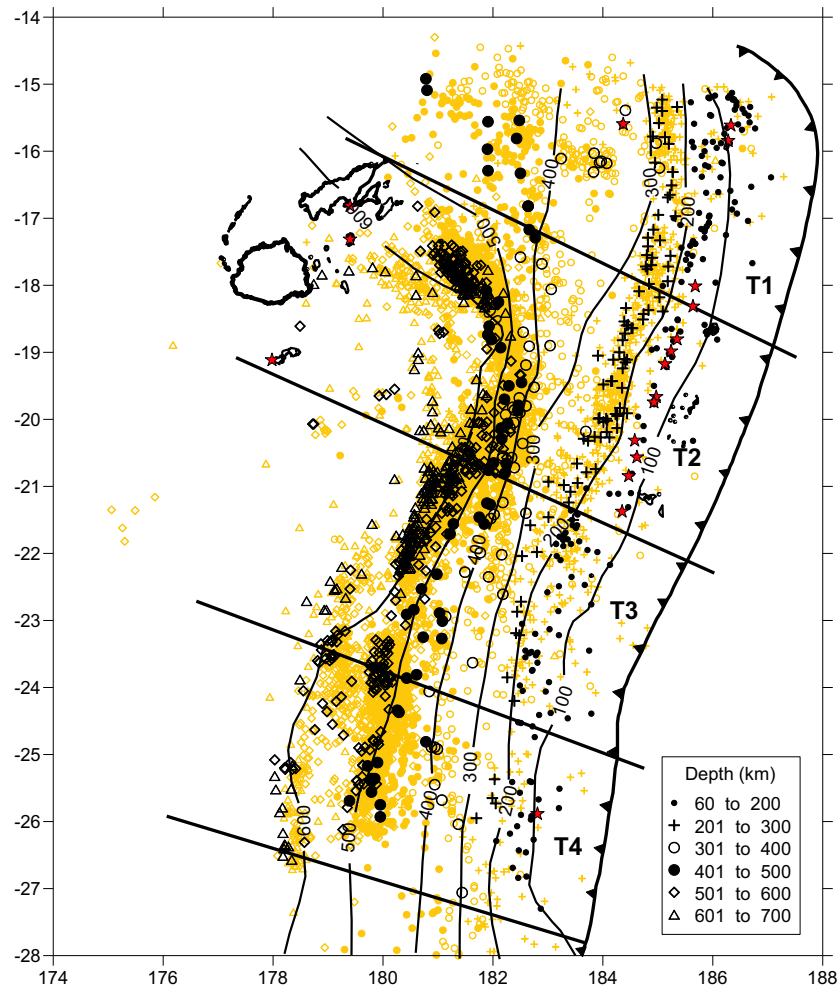


FIGURE VIII.7 – Comparaison de la géométrie des plans de Bénéioff obtenus avec la distribution de la sismicité pour les coupes effectuées aux latitudes 17°S , 23°S , 26°S , 32°S .

a) Sélection des domaines d'études



b) Distribution des CMTS en coupe

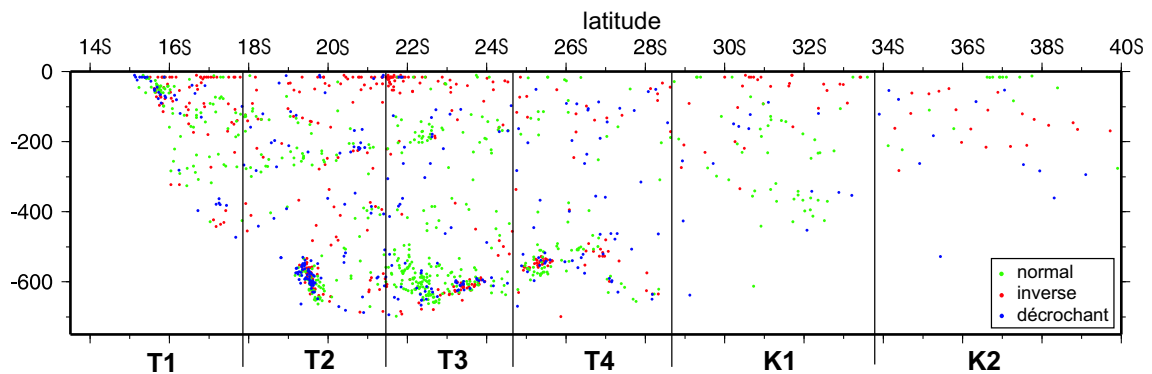


FIGURE VIII.8 – Distribution de la sismicité en carte et en coupe de la zone Tonga-Kermadec (en gris) et des mécanismes au foyer (en noir) par rapport à la zonation appliquée pour l'étude du panneau plongeant. (a) Sismicité (symboles en gris, [Engdahl et al., 1998]) et mécanismes au foyer (symboles en noir; Centroid Moment Tensor Solutions (CMTS) de Dziewonski et al. [1981]) pour les secteurs T1 à T4 dans la zone Tonga; (b) Distribution des mécanismes au foyer selon une coupe parallèle à la fosse du système Tonga-Kermadec, en fonction de la zonation appliquée : T1 à T4 pour Tonga et K1, K2, pour Kermadec.

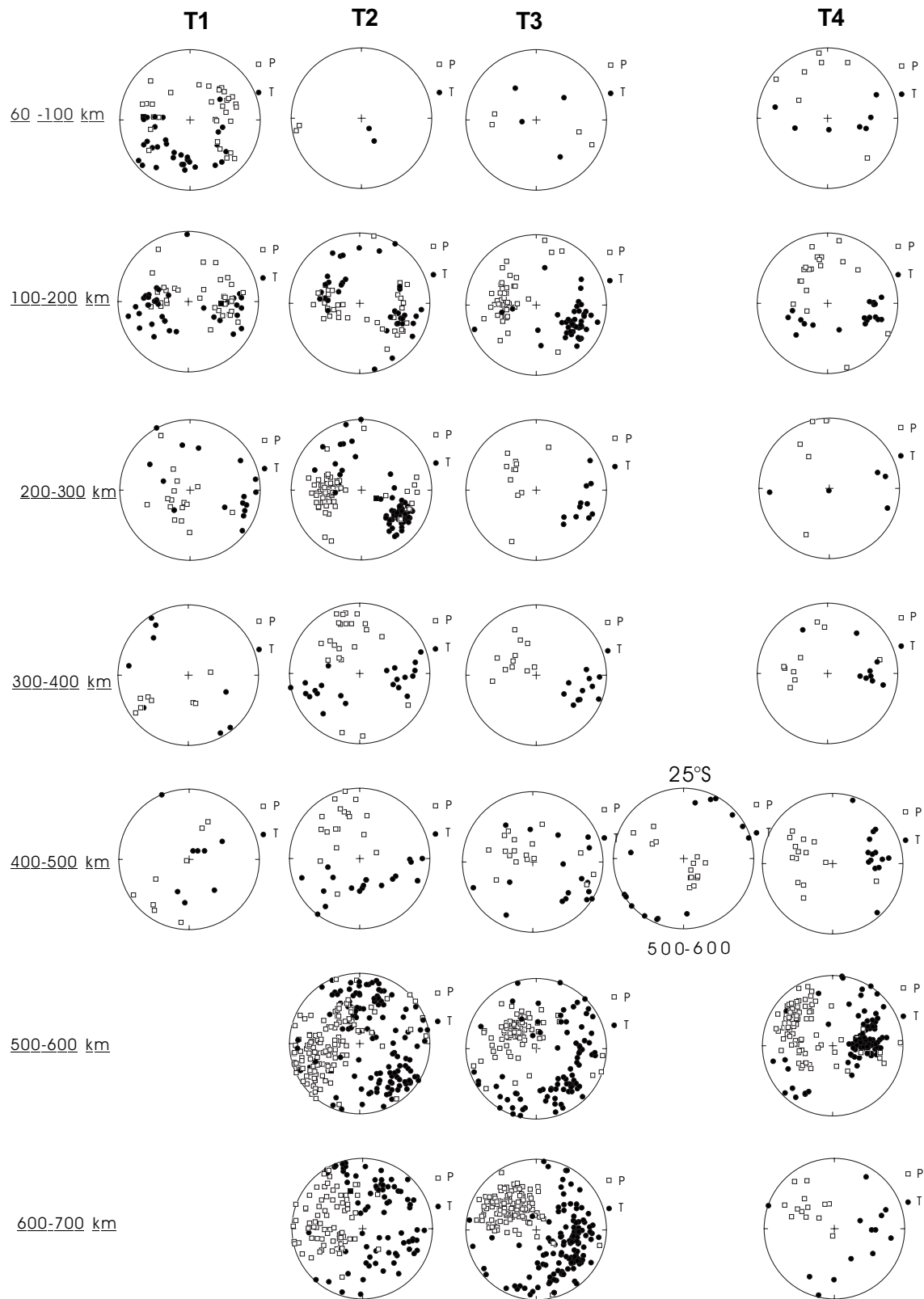


FIGURE VIII.9 – Projections stéréographiques des axes P et T, dans les domaines d'étude T1 à T4, par tranche de profondeur. On remarque une répartition hétérogène du nombre d'événements en fonction de la profondeur.

Zonation des données pour la résolution du régime des contraintes

Etant donnée la complexité du plan de Bénioff du système Tonga, nous avons subdivisé la zone en quatre domaines (notés T1, T2, T3 et T4), pour pouvoir procéder à l'étude de l'état de contrainte de la plaque subduite (figs. VIII.8a et b). Cette subdivision tient compte à la fois des caractéristiques tectoniques de la plaque supérieure, ainsi que des variations observées dans la distribution des hypocentres en profondeur. Ces quatre sous-domaines ont ensuite fait l'objet d'une étude approfondie par tranche de 100 km en profondeur, basée sur la distribution spatiale des axes P et T et sur la résolution du tenseur local par la méthode d'inversion de Gephart, décrite au chapitre précédent [Gephart and Forsyth, 1984].

VIII.3.2 Evolution du régime des contraintes au sein des segments T1 à T4

La figure VIII.9 illustre la distribution des axes P et T par tranche de 100 km pour chacun des domaines T1 à T4. Dans la plupart des domaines, les axes P et T s'organisent majoritairement en deux nuages distincts. Cette observation est également vérifiée pour la gamme de profondeur 500-700 km, qui concentre un nombre d'évènements très important. Une répartition plus fine des axes P et T selon la latitude, la tranche de profondeur et le domaine d'étude est également disponible en annexes de cet manuscrit.

Le segment T1 (fig. VIII.8a) couvre toute la zone Nord du bassin de Lau. Du fait de la distribution particulière des hypocentres situés à plus de 300 km, nous ne disposons que d'une faible quantité de données au-delà de cette profondeur. Néanmoins, nos résultats indiquent une forte variation de l'orientation des contraintes principales avec la profondeur (fig. VIII.11 et tableau VIII.1).

La distribution des axes P et T des projections stéréographiques pour les zones 60-100 km et 100-200 km (fig. VIII.11), ainsi que les tenseurs calculés, témoignent d'une hétérogénéité du régime des contraintes. Une étude plus précise de la répartition des axes P et T, a permis d'isoler spatialement deux zones au sein du plan de Bénioff, présentant les caractéristiques suivantes : (a) une zone en surface du plan de Bénioff en compression selon la direction de plus grande pente du pendage de la plaque, avec la contrainte σ_3 proche de la normale au panneau plongeant et d'autre part, une zone interne en extension, avec cette fois-ci la contrainte σ_3 comprise dans le plan de la plaque en subduction et variable en direction. Cette zonation est présentée en figure VIII.10.

La tranche 200-300km de profondeur montre une tendance similaire à celle des surfaces externes, à savoir une compression, dont la direction est parallèle à celle de la plus grande pente de la plaque en subduction et avec une contrainte σ_3 proche de la normale au plan de subduction. Aucune double zone n'a été observée pour cette profondeur. Au delà des 300 km, on observe un changement radical dans la distribution des axes P et T et la résolution du tenseur n'a été possible que pour la tranche 300-400 km à cause d'un nombre de données trop faible au-delà de cette profondeur. La résolution du tenseur des contraintes révèle un régime mixte de type transpressif, où la contrainte σ_3 est horizontale et comprise dans le plan de Bénioff que l'on suppose orienté environ N120°E dans cette zone. La contrainte σ_1 ($\sigma_1 : 45^\circ \rightarrow 219^\circ$) varie en inclinaison, de l'horizontale à la verticale.

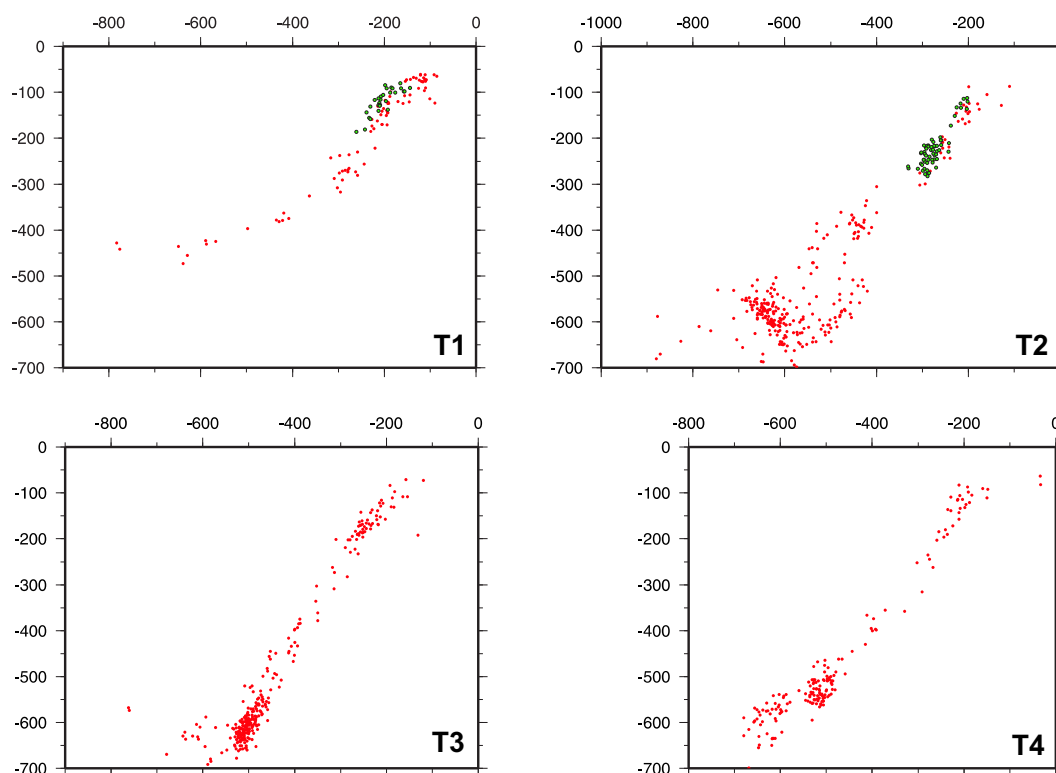


FIGURE VIII.10 – Localisation en coupe des CMTs appartenant au plan supérieur du double plan de Bénioff mis en évidence.

Le segment T2 (fig. VIII.8a) recouvre lui aussi, une zone du plan de Bénioff particulièrement hétérogène, car il englobe la partie profonde (> 300 km) recourbée. Une tendance similaire à celle observée pour la tranche 60-300 km du segment T1 est observée pour le segment T2. On note en effet un mélange des axes P et T entre 100 et 200 km, mais également entre 200 et 300 km (fig. VIII.12 et tableau VIII.1). Dans ce domaine, il a également été possible d'identifier une zone externe (fig. VIII.10), répondant à un régime compressif selon la direction du pendage (environ N290°E) et une zone interne, soumise à un régime extensif selon la plus grande pente du pendage. Dans ce segment, les directions du régime compressif sont très proches de celles obtenues dans le segment T1 pour les mêmes profondeurs, alors que les directions d'extension du plan inférieur soulignent une rotation des contraintes principales dans le sens anti-horaire par rapport au segment T1.

Comme dans le segment précédent, un profond changement du régime des contraintes s'observe pour la tranche des 300-400 km, où les contraintes principales σ_1 et σ_3 ne sont plus orientées selon une direction moyenne perpendiculaire au plan de subduction, soit environ N285°E, mais elles se réorientent presque Nord-Sud. Pour les tranches de profondeur 400-500 km, 500-600 km et 600-700 km, la distribution des axes P et T devient très diffuse, mais la résolution du tenseurs des contraintes révèle tout de même un régime homogène. Ces derniers indiquent une rotation anti-horaire progressive des contraintes principales, jusqu'à atteindre une configuration approximativement identique à celle observée entre 100 et 300 km, soit une direction de compression N280°E, parallèle à l'axe de plus grande pente de la plaque plongeante.

Le segment T3 (fig. VIII.8a) présente un régime des contraintes parfaitement homogène de la surface jusqu'aux grandes profondeurs. La plaque plongeante est en effet définie par un régime compressif selon la direction du pendage (environ N120°E), de la surface jusqu'à 700 km de profondeur, sans qu'aucune double zone de sismicité ne soit observée entre 60 et 300 km (fig. VIII.13). C'est également la seule zone à

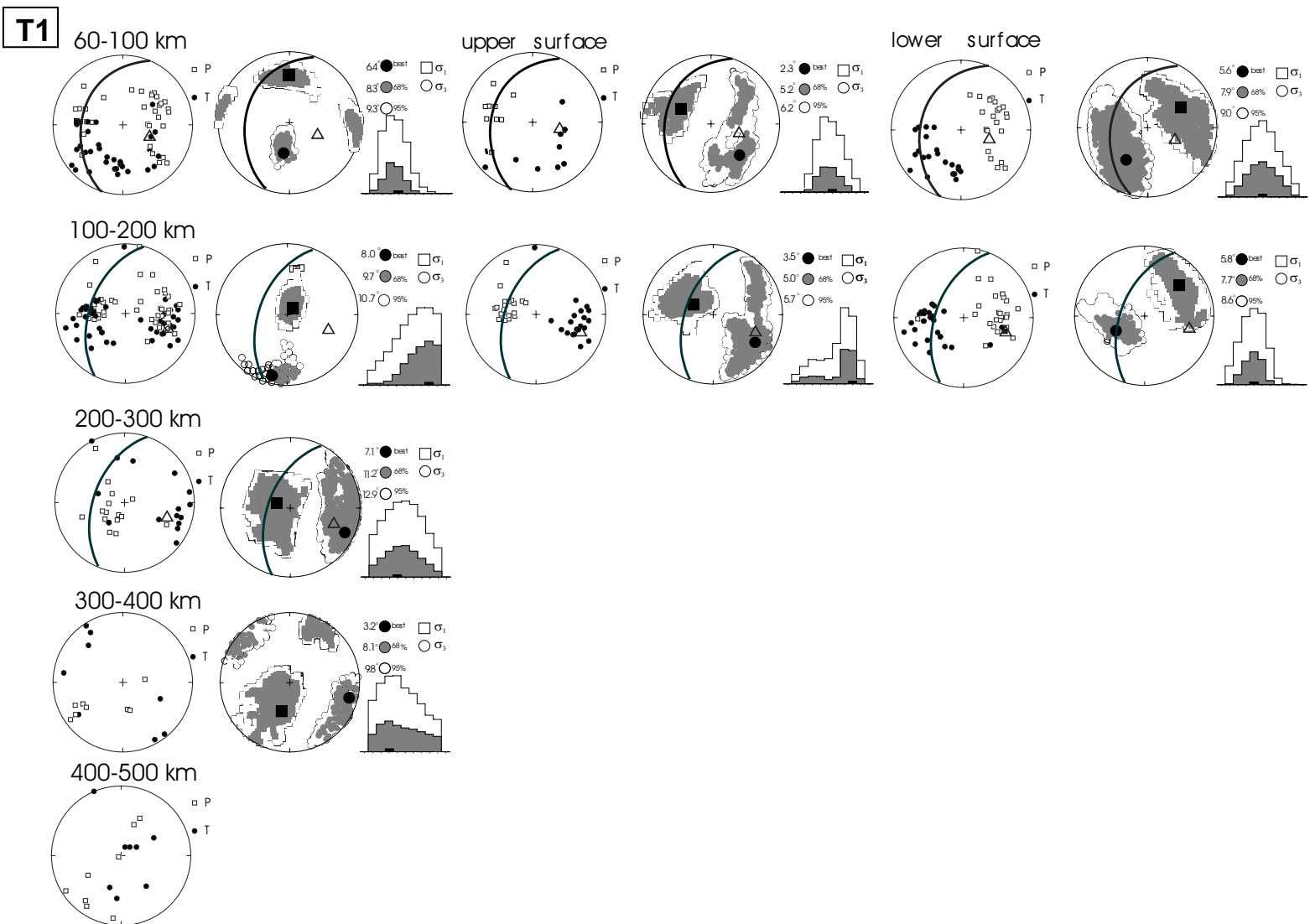


FIGURE VIII.11 – Résolution du tenseur des contraintes par tranche de 100 km du domaine T1, soulignant une segmentation en profondeur du régime des contraintes jusqu'à 200 km et une réorientation du tenseur autour de 300-400 km.

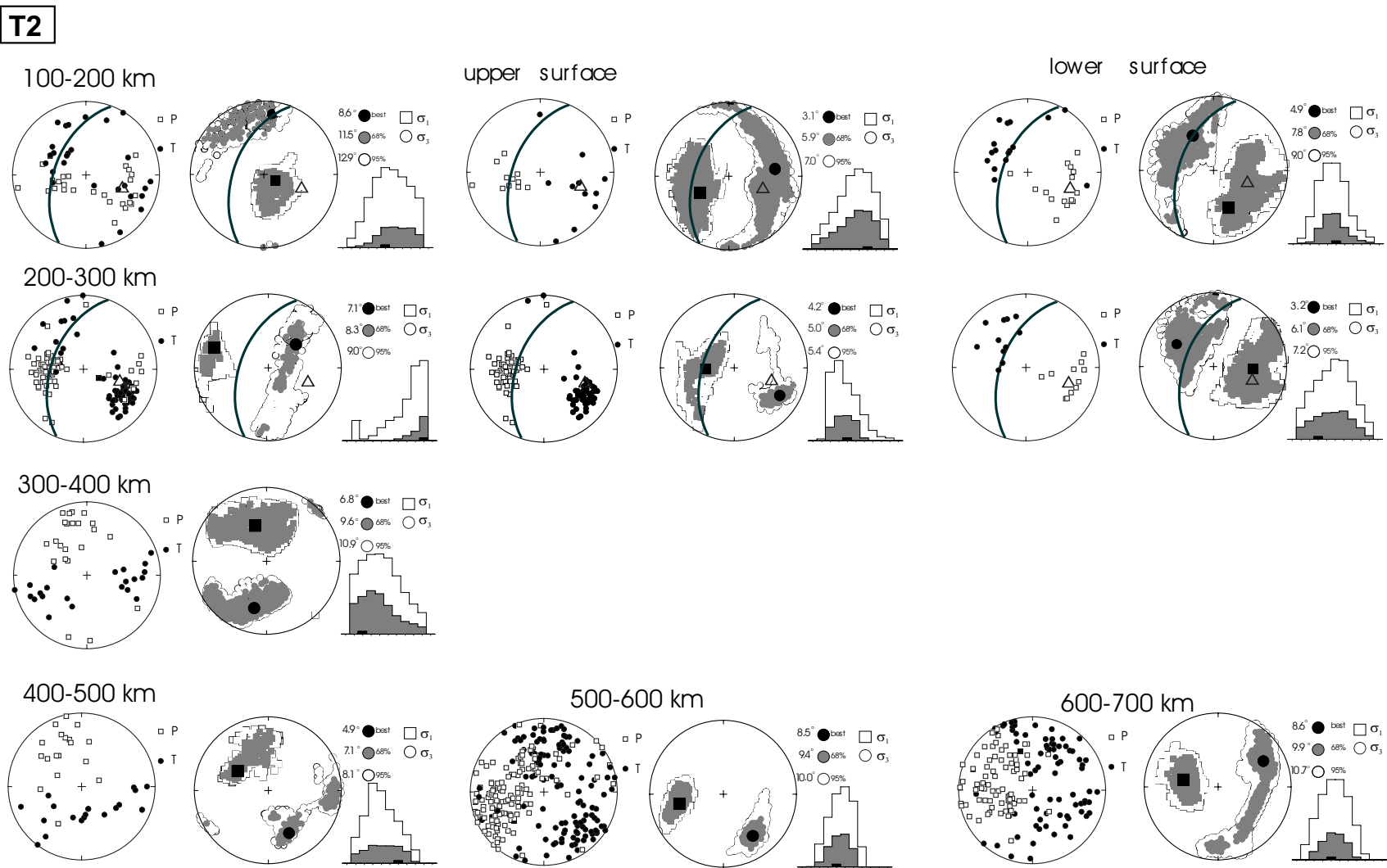


FIGURE VIII.12 – *Résolution du tenseur des contraintes par tranche de 100 km du domaine T2, illustrant une segmentation du régime des contraintes jusqu'à 300 km et une réorientation du tenseur vers 300-400 km.*

ne pas présenter de lacune de sismicité visible en carte, à la profondeur 300-400 km (fig. VIII.1). Comme ce domaine se trouve dans l'axe de la ride de Louisville actuellement en subduction, cela suggère une cohérence du panneau plongeant, maintenue grâce à la ride ancrée dans la plaque subduite, par augmentation de sa rigidité.

Le segment T4 (fig. VIII.8a) présente une lacune de données certaine pour sa zone de faible à moyenne profondeur (jusqu'à 400 km) et plusieurs tranches ont dû être regroupées afin de pouvoir contraindre la résolution du tenseur local (fig. VIII.14 et tableau VIII.1). Tout comme le segment T3, on observe une homogénéité dans la répartition des axes P et T, qui s'organisent selon deux nuages distincts (fig. VIII.14). La détermination du régime des contraintes indique un régime compressif de la surface jusqu'à 700 km, avec une contrainte σ_1 toujours comprise dans le plan de subduction. Toutefois, on constate une forte modification de l'orientation des contraintes principales entre les profondeurs 60-200 km et 300-700 km (fig. VIII.14). En effet, contrairement aux trois segments précédents, le régime des contraintes de faible profondeur (60-200 km) est de type transpressif. Sa proximité immédiate avec la ride de Louisville suggère l'influence de cette dernière sur le comportement du panneau plongeant de moyenne profondeur.

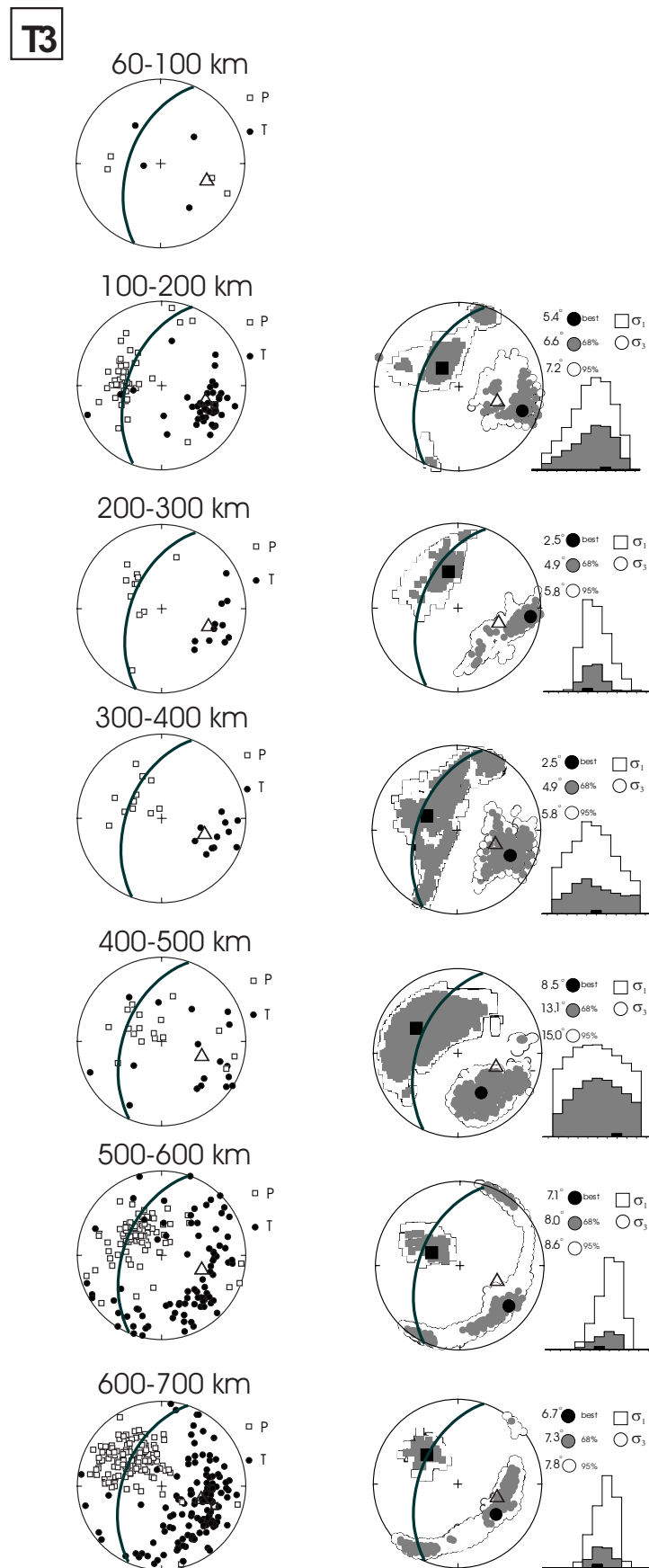


FIGURE VIII.13 – Résolution du tenseur des contraintes par tranche de 100 km du domaine T3. On constate un régime compressif homogène de la surface à 700 km de profondeur.

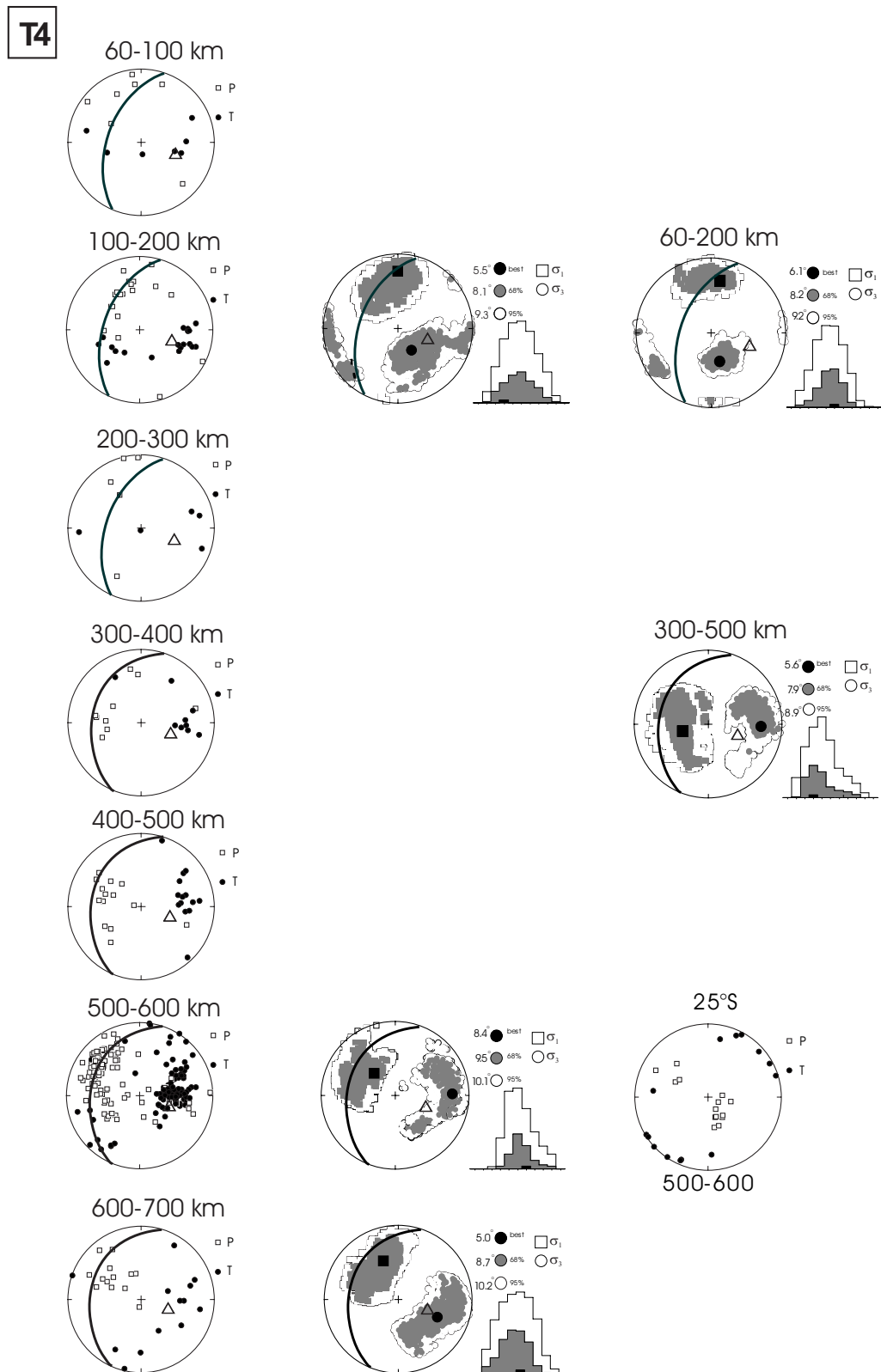


FIGURE VIII.14 – Résolution du tenseur des contraintes par tranche de 100 km du domaine T4, soulignant une rotation anti-horaire du tenseur des contraintes de la surface à 700 km de profondeur.

VIII.3.3 Etat de contrainte du panneau plongeant de 60 à 300 km de profondeur

La carte de distribution des hypocentres (fig. VIII.1) indique que les isoprofondeurs du plan de Bénéioff sur les 300 premiers kilomètres de plaque subduite, s'organisent parallèlement à la fosse, sans perturbation particulière.

Une tendance générale du régime tectonique de type compression selon le sens du pendage est observée dans le panneau plongeant de faible profondeur (>300 km) pour les quatre secteurs étudiés ; elle est attribuée à une forte résistance à l'enfoncement induite par une activité convective intense du manteau asthénosphérique [Zhao et al., 1997, Gurnis et al., 2000]. Cependant, ce régime tectonique présente latéralement deux particularités (fig. VIII.15) :

(1) le régime compressif dans le sens du pendage, où la contrainte σ_3 et la normale au plan de subduction sont confondues, présente des directions de contraintes principales variables en azimuth pour les segments T1 à T3 (tableau VIII.1), avec une nette réorientation de la contrainte σ_1 dans le segment T4 ($\sigma_1 : 27^\circ \rightarrow 354^\circ$), soulignant une tendance décrochante. L'azimuth de la contrainte compressive des secteurs T2 à T4 semblent converger vers la ride de Louisville (fig. VIII.15), avec une direction de la contrainte σ_1 du domaine T4 très proche de l'azimuth de la ride (N335°E). Cela peut suggérer une influence latérale de cette ride, qui résiste à son enfoncement. Cette influence semble plus marquée dans la partie supérieure de la plaque subduite et "au front" de la ride, c'est-à-dire dans le domaine T4 étant donnée sa migration vers le sud.

(2) Un double régime de contraintes a été mis en évidence dans les secteurs T1 et T2, pour lesquels la surface externe ou supérieure est de type compressif, selon la direction du pendage et le plan interne ou inférieur est de type extensif, avec l'axe σ_3 compris dans le plan du panneau plongeant (tableau VIII.1). Ces résultats suggèrent l'existence d'un double plan de Bénéioff, affectant la sismicité intermédiaire. Cette hypothèse a déjà été proposée par Kawakatsu [1986] et Christensen and Lay [1988] dans ce même secteur, bien que le nombre de données dont ils disposaient ne permettait pas de contraindre ces plans avec précision.

Le panneau plongeant des Tonga est caractérisé par un régime compressif résultant de sa forte résistance à l'enfoncement [Isacks and Molnar, 1969, Billington, 1980, Fujita and Kanamori, 1981, Gurnis et al., 2000]. La plaque plongeante agirait comme un guide de contraintes permettant la transmission de la composante compressive profonde vers la surface. L'observation de ces doubles zones à profondeur intermédiaire, suggère donc que l'intensité de cette compression n'est pas suffisante pour totalement effacer les contraintes subies par la plaque lors de son enfoncement ou alors, que l'intensité de cette compression est localement réduite [Kawakatsu, 1986, Christensen and Lay, 1988].

D'après nos résultats, la direction des axes extensifs varie entre T1 et T2, respectivement de N250°E à N274°E. Ces axes sont orientés en direction de la lacune de sismicité majeure située au centre du bassin de Lau (fig. VIII.15). Les doubles régimes de contraintes n'ayant été mis en évidence que dans les deux domaines où existe cette lacune, on peut donc s'interroger sur une relation entre ces deux phénomènes.

L'existence de ces doubles zones soulève le problème de la continuité de la plaque plongeante en profondeur et donc de sa capacité à agir comme un guide de contraintes transmettant les contraintes compressives profondes vers la surface. Nos résultats semblent suggérer l'hypothèse d'un découplage entre une plaque plongeante de faible profondeur (< 300 km) et sa partie profonde (> 300 km) pour les domaines T1 et T2. Ce phénomène pourrait expliquer une diminution locale de l'intensité de la composante compressive transmise à la partie supérieure du panneau plongeant (< 300 km), autorisant l'expression d'un double régime des contraintes.

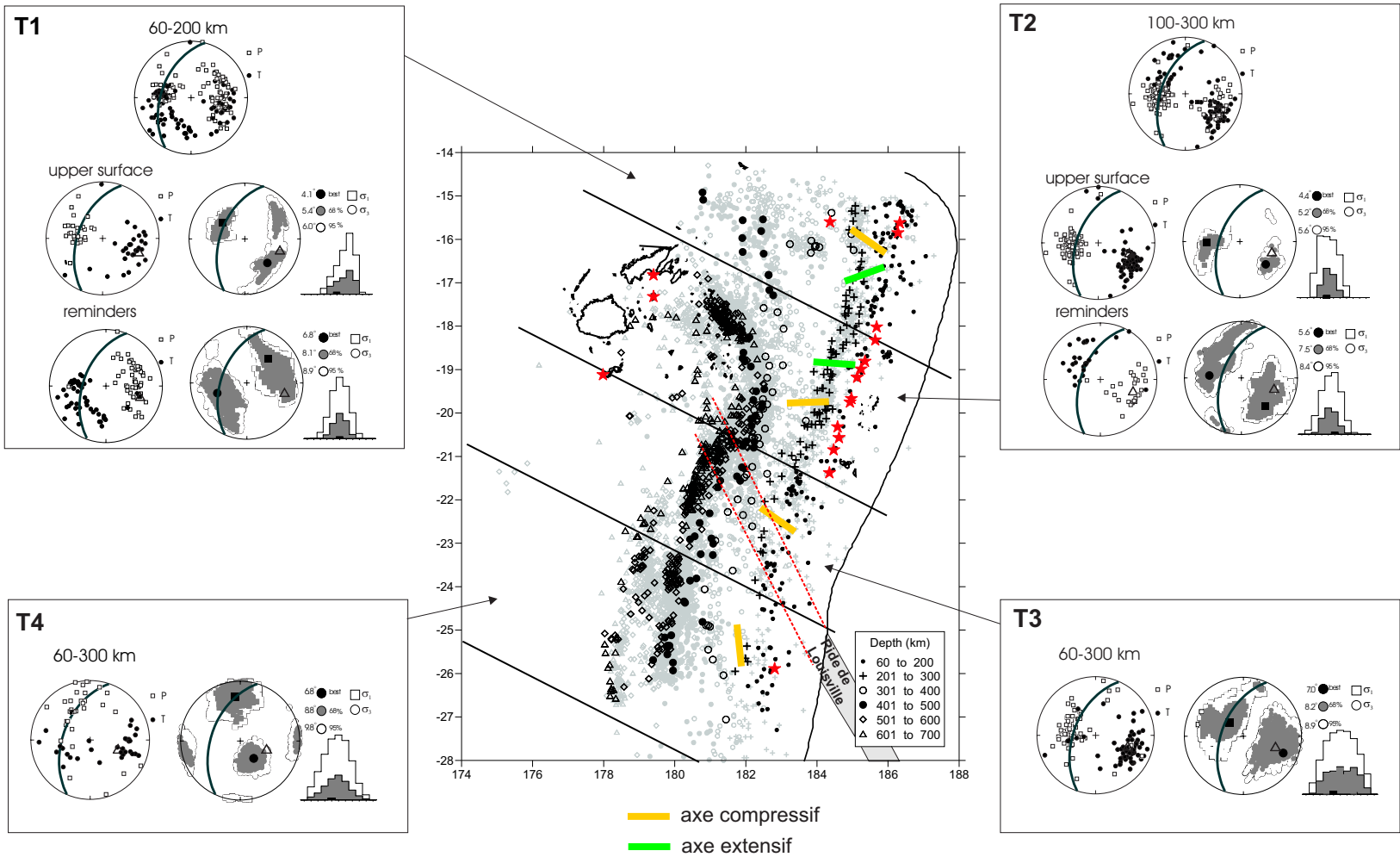


FIGURE VIII.15 – Orientation des contraintes principales comprises dans le plan de la plaque plongeante à moyenne profonde (<300 km). Les résultats des inversions sont présentés dans le tableau VIII.1

VIII.3.4 Etat de contrainte du panneau plongeant de 300 à 700 km de profondeur

Dans le domaine T2 (fig. VIII.8a), un changement brutal de l'orientation des contraintes principales s'observe dans la tranche des 300-400 km (tableau VIII.2). Au-delà de 400 km, le fait que la réorientation des contraintes se fasse progressivement en fonction de la profondeur, suggère que la partie profonde agit comme un guide des contraintes du fait de sa compétence. Le segment T3 qui correspond au panneau plongeant portant la majorité de la ride de Louisville, ne montre aucune perturbation de son régime des contraintes de la surface jusqu'à 700 km en profondeur, ce qui indique une rigidité du panneau plongeant certainement maintenue par la ride.

A partir de ces observations, ainsi que de celles faites précédemment sur le régime tectonique de la partie intermédiaire (<300 km), on remarque que la plaque plongeante est formée par deux unités distinctes (> 300 km et < 300 km). Elles sont toutes deux caractérisées par un état de contraintes homogène, avec un changement brutal de l'orientation des contraintes à partir de 300 km de profondeur. L'hypothèse d'un découplage suggérée par la double zone au sein des domaines T1 et T2 semble donc être confortée par ces données et est en accord avec les résultats obtenus par Chen and Brudzinski [2001, 2003], qui imagent une portion de lithosphère détachée entre 300 et 700 km de profondeur dans nos domaines T1 et T2.

Enfin dans le domaine T4, bien qu'une diminution de la sismicité s'observe dans la zone de transition comprise entre 300 et 400 km, la réorientation des contraintes entre la faible profondeur et la zone profonde s'effectue progressivement. Cette zone faiblement sismique correspond à la zone de transition entre la surface caractérisée par un régime transpressif et la partie profonde par un régime compressif selon la direction du pendage.

La complexité de la zone profonde a nécessité un nouveau découpage de la zone, afin d'effectuer une étude plus précise des tenseurs. Ce découpage se base sur une zonation qui s'observe naturellement sur la carte de distribution des hypocentres (figs. VIII.8). Nous avons ainsi isolé huit domaines majeurs (A-C et 1-5 fig. VIII.16).

Les données disponibles pour les 5 domaines numérotés de 1 à 5 sont peu nombreuses et ne permettent de contraindre les tenseurs que de manière grossière. A partir de ces données, on remarque tout de même une organisation des axes P et T en zones distinctes (fig. VIII.16). La résolution des tenseurs témoignent d'une rotation des contraintes de la zone nord (zone 1) à la zone sud (zone 5). Ils évoluent d'un régime purement décrochant, avec des contraintes σ_1 et σ_3 respectivement orientées N262°E et N353°E, puis N309°E et N217°E (zones 1 et 2), à un régime extensif, où la contrainte σ_3 se maintient parfaitement horizontale dans le plan du panneau plongeant et conserve une direction N60°E. La contrainte compressive σ_1 se verticalise progressivement jusqu'à s'inscrire dans le plan de la plaque en subduction, selon la direction de pendage (environ N310°E). On observe cependant une exception à ce comportement général, dans la zone 4, qui concentre un grand nombre de données malgré son étendue spatiale modeste. Cette zone est caractérisée par un régime extensif, avec l'axe σ_3 horizontal, compris dans le plan de la plaque subduite et l'axe σ_1 confondu avec la normale au plan de la plaque. Cette zone se trouve en situation intermédiaire entre la zone 3, qui s'allonge selon une direction moyenne N30°E et la zone 5, d'azimut moyen N10°E. Elle semble donc accommoder des variations de comportement entre les zones 3 et 5. Malgré les quelques variations dans l'orientations des contraintes principales des zones 1 à 5, on note une bonne cohérence latérale pour les domaines 3 à 5, soumis à un régime extensif et les domaines 1 et 2, soumis à un régime décrochant. Cela confirme leur appartenance à ceux fragments de lithosphère isolés.

Les domaines A, B et C sont les zones les plus actives de la région. Malgré un nombre de données important, les axes P et T se regroupent clairement selon des zones préférentielles, permettant la résolution d'un tenseur homogène (fig. VIII.16). Les contraintes principales σ_1 et σ_3 du domaine A sont comprises dans le plan principal de la subduction et reflètent un cisaillement parallèle au pendage de la plaque. La résolution par tranche de profondeur présentée précédemment (fig. VIII.12), indiquait que cette tendance

s'observait dans la zone interprétée comme étant découplée. Le régime tectonique identifié ici, pourrait donc traduire le découplage lithosphérique entre une partie superficielle et une partie profonde, d'une plaque partiellement ancrée à la discontinuité 670 km et soumise à des flux asthénosphériques intenses [Giardini and Woodhouse, 1984, Gurnis et al., 2000, Chen and Brudzinski, 2003, 2001].

Les domaines B et C reflètent quant à eux un régime compressif selon la direction du pendage de la plaque, tel que celui identifié dans la partie moins profonde de la plaque subduite (fig. VIII.16).

En conclusion, l'intense activité sismique de la zone profonde est généralement interprétée comme résultant de l'accumulation et de la collision de portions de lithosphère résiduelle sur la discontinuité des 670 km. Ces lambeaux proviendraient de stades antérieurs de la subduction et contribueraient au régime compressif de la plaque plongeante [Hanus and Vanek, 1978b, Hamburger and Isacks, 1987, Okal and Kirby, 1998, Chen and Brudzinski, 2001, 2003].

La résolution des tenseurs de la partie profonde effectuée dans ce travail, permet de renforcer cette hypothèse, car l'état de contraintes définis pour l'unité comprenant les zones 1-5 et l'unité comprenant les zones A-C, reflète l'indépendance de ces deux domaines.

La figure VIII.17 illustre en carte et en coupe, les différents fragments de lithosphère identifiés, qui sont mis en évidence par les lacunes sismiques et/ou rupture de pente du plan de Bénioff. Bien que l'on puisse associer les zones A-C à la plaque plongeante actuelle déchirée dans sa partie Nord, l'origine des résidus de lithosphère des zones 1-5 reste hypothétique et ils seraient probablement à relier à l'ancienne subduction du Witiiaz à vergence Sud-Ouest [Hanus and Vanek, 1978b, Hamburger and Isacks, 1987, Okal and Kirby, 1998, Chen and Brudzinski, 2001, 2003].

TABLEAU VIII.3 – Résultats du tenseur des contraintes des zones 1 à 5 et A à C (300-700 km). N =nombre de données utilisé dans l'inversion ; σ_1 , σ_2 and σ_3 = contraintes compressives maximale, intermédiaire et minimale, respectivement ; $R = (\sigma_2 - \sigma_1)/(\sigma_3 - \sigma_1)$, valeur du rapport de forme ; θ =valeur de l'incertitude.

Domaines	N	σ_1 <i>dip→azimut</i>	σ_2 <i>dip→azimut</i>	σ_3 <i>dip→azimut</i>	R	Θ -misfit (°)
1	9	5→262	28→172	62→353	0.8	3.8
2	13	18→309	71→108	6→217	0.3	5.1
3	17	44→307	41→159	16→54	0.5	4.1
4	18	56→134	31→341	13→243	0.6	5.3
5	30	56→322	34→155	6→61	0.6	6.1
A	165	42→280	28→39	35→150	0.5	9.4
B	278	40→316	1→225	50→134	0.6	7.6
C	103	36→293	30→179	40→60	0.5	7.0

TABLEAU VIII.1 – Résultats du tenseur des contraintes des zones T1 à T4, par tranche de profondeur (60-300 km). N =nombre de données utilisé dans l'inversion ; σ_1 , σ_2 and σ_3 = contraintes compressives maximale, intermédiaire et minimale, respectivement ; $R = (\sigma_2 - \sigma_1)/(\sigma_3 - \sigma_1)$, valeur du rapport de forme ; θ =valeur de l'incertitude.

Domaines (km)	N	σ_1 <i>dip→azimut</i>	σ_2 <i>dip→azimut</i>	σ_3 <i>dip→azimut</i>	R	Θ -misfit (°)
60-100						
T1	31	34→350	6→93	55→192	0.4	6.4
T1-surf. externe	9	49→297	10→38	40→137	0.6	2.3
T1-surf. interne	22	43→59	21→308	40→220	0.5	5.6
T3	4	10→265	10→173	76→42	0.5	4.3
T4	7	28→17	12→281	60→170	0.7	5.3
100-200						
T1	48	67→289	8→38	31→121	0.8	8.0
T1-surf. externe	20	67→289	8→38	31→121	0.8	3.5
T1-surf. interne	28	36→45	11→143	52→247	0.4	5.8
T2	27	77→112	12→275	20→6	0.5	8.6
T2-surf. externe	11	51→243	8→343	38→79	0.7	3.1
T2-surf. interne	16	48→160	6→64	41→328	0.5	4.9
T3	46	67→309	6→205	23→110	0.8	5.4
T4	19	22→358	11→263	65→149	0.3	5.1
200-300						
T1	16	74→297	1→203	16→113	0.4	7.1
T2	63	19→292	35→188	49→45	0.9	7.1
T2-surf. externe	52	57→269	14→21	30→120	0.7	3.1
T2-surf. interne	11	47→91	16→199	38→302	0.3	3.2
T3	11	52→345	33→197	16→96	0.4	2.5
T4	5					
T4 60-200km	26	28→10	10→274	60→166	0.3	5.5
60-200						
T1-surf. externe	29	50→305	6→42	40→137	0.5	4.0
T1-surf. interne	50	42→43	14→146	45→250	0.5	6.8
100-300						
T2-surf. externe	63	41→268	24→21	39→132	0.4	4.4
T2-surf. interne	27	35→139	25→30	44→274	0.5	5.6
60-300						
T3	61	60→305	14→210	26→113	0.4	7.0
T4	32	27→354	14→257	59→142	0.4	6.8

TABLEAU VIII.2 – Résultats du tenseur des contraintes des zones 1 à 5 et A à C (300-700 km). N =nombre de données utilisé dans l'inversion ; σ_1 , σ_2 and σ_3 = contraintes compressives maximale, intermediaire et minimale, repectivement ; $R = (\sigma_2 - \sigma_1)/(\sigma_3 - \sigma_1)$, valeur du rapport de forme ; θ =valeur de l'incertitude.

Domaines (km)	N	σ_1 <i>dip→azimut</i>	σ_2 <i>dip→azimut</i>	σ_3 <i>dip→azimut</i>	R	Θ -misfit (°)
300-400						
T1	8	45→219	43→15	12→117	0.3	3.2
T2	22	45→340	22→94	37→201	0.2	6.8
T3	11	55→297	1→205	34→114	0.5	2.5
T4	9					
400-500						
T1	8	13→200	52→306	36→101	0.6	6.8
T2	20	50→300	17→51	35→153	0.6	4.9
T3	17	39→309	14→44	48→150	0.7	8.5
T4	14					
T4 300-500	23	59→260	5→359	30→92	0.3	5.6
500-600						
T2	127	37→261	39→28	30→146	0.4	8.5
T3	85	68→320	6→215	25→124	0.5	7.1
T4	92	57→317	18→195	26→96	0.6	8.4
600-700						
T2	75	50→280	22→161	31→51	0.4	8.6
T3	130	45→327	1→57	45→148	0.5	6.7
T4	13	40→337	23→226	42→114	0.5	5.0

VIII.4 L'ouverture de la zone Nord du bassin de Lau : Evidences d'un saut de subduction

La mise en évidence de nouveaux accidents tectoniques au sein de la plaque chevauchante, associée à la résolution des tenseurs des contraintes dans la plaque plongeante, nous apportent de nouvelles contraintes pour ré-examiner l'évolution géodynamique du bassin de Lau. Plusieurs observations d'ordre géométrique, sismologique et géochimique, semblent converger vers un modèle d'évolution qui permet d'une part, de mieux comprendre certaines anomalies observées dans le système Tonga-Lau et d'autre part, d'intégrer les différentes structures tectoniques connues.

VIII.4.1 Relations entre la segmentation de la plaque chevauchante et la distribution de la sismicité dans la plaque plongeante

La distribution de la sismicité au sein de la plaque subduite présentée en figure VIII.1, montre une anomalie de la géométrie des courbes d'isoprotecteurs du plan de Bénioff (300-500 km) dans la zone Nord du bassin de Lau.

D'après la carte présentée en figure VIII.18, on constate alors une relation frappante entre l'organisation des structures de la plaque supérieure et la distribution de la sismicité de la plaque plongeante. La répartition des séismes présente en effet les caractéristiques suivantes :

(1) Dans le domaine peu profond (50-300 km), deux ensembles sont mis en évidence :

(a) *Le groupe des 50-200 km*, s'oriente selon une direction N20°E, c'est-à-dire selon une direction parallèle à la fosse.

(b) *Le groupe des 200-300 km*, présente une légère courbure vers l'Ouest, au Nord de 17°S. Cette ré-orientation selon une direction Nord-Sud, s'initie au même endroit que l'accident intra-arc de Niuatoputapu (entre 16 et 17.5°, fig. VIII.18).

(2) Dans le domaine profond (> 300 km) (fig. VIII.18), on distingue également 2 ensembles :

(c) *Le groupe des 500-700 km* présente une forme de crochet avec une première branche de direction N20°E au Sud de 19°S et une seconde branche de direction N135°E au Nord de 19°S. Cette seconde branche est parallèle à la ride de Peggy.

(d) *Le groupe des 300-500 km*, présente au sud de 17°S, une direction intermédiaire entre le groupe des séismes très profonds (groupe c) et le groupe des séismes intermédiaires (groupe b). Au nord de 17°S, le groupe des 300-500 km (groupe d) est décalé vers le Nord-Est et s'oriente selon une direction N130°E, c'est-à-dire parallèlement à la structure Futuna-Niua Fo'ou.

La segmentation de la plaque plongeante et de la plaque chevauchante semblent donc étroitement corrélée. Les accidents tectoniques dominants, tels que la ride de Peggy, la ride de Futuna, l'accident asismique intra arc à 19°S et l'accident de Niuatoputapu intra-arc autour de 16.5°S, apparaissent comme des éléments majeurs de l'évolution géodynamique du système. Par ailleurs, ces accidents tectoniques semblent également liés entre eux géométriquement, car on constate que (1) la prolongation de la ride de Futuna-Niua Fo'ou coïncide avec l'accident Niuatoputapu intra-arc, (2) l'extrémité de Peggy coïncide elle, avec l'accident intra-arc asismique à 19°S et (3) la longueur de l'accident de Futuna-Niua Fo'ou est proche de celle de la ride Peggy (fig. VIII.18).

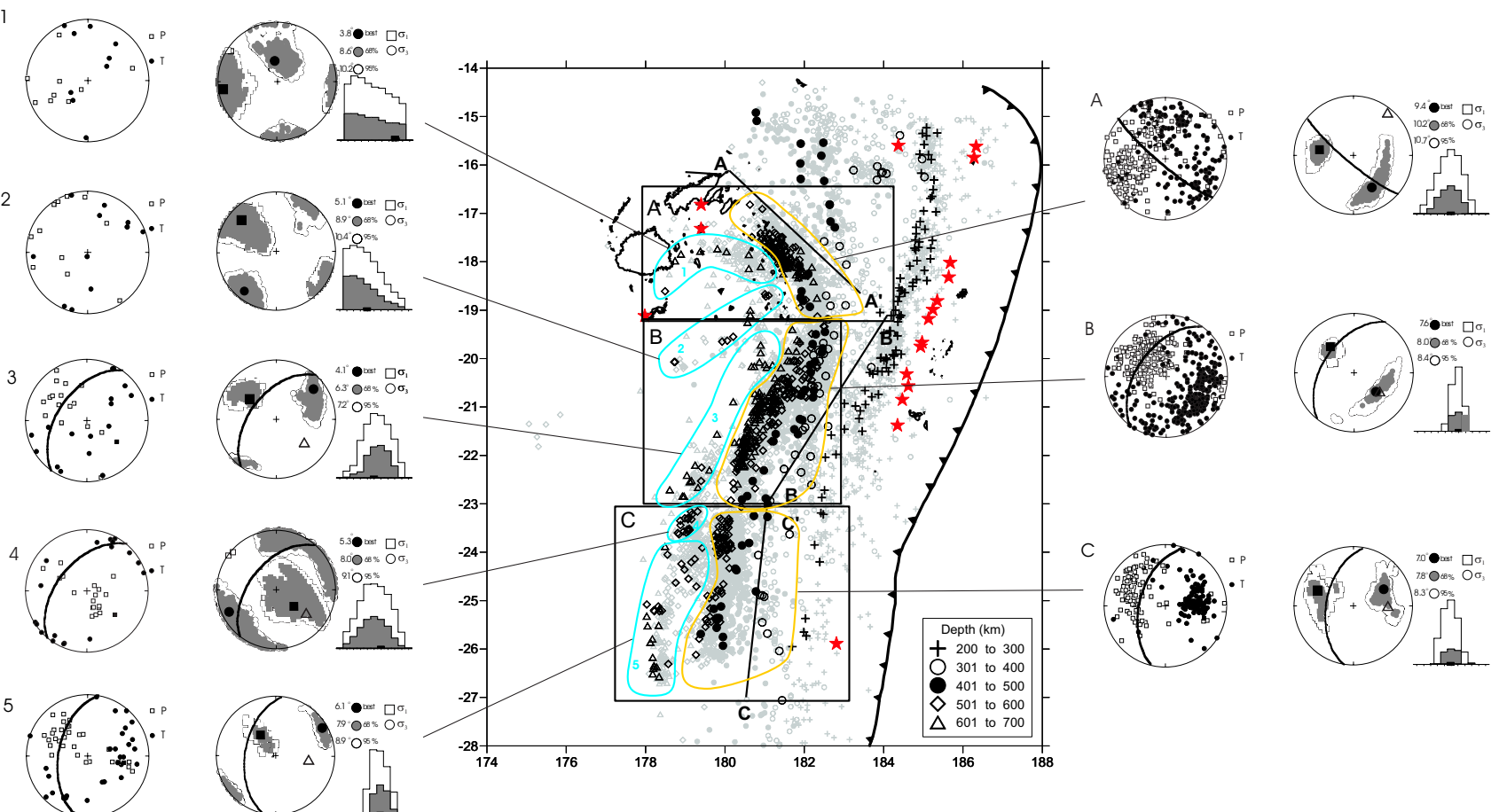


FIGURE VIII.16 – Résolution du tenseur des contraintes pour la partie profonde de la plaque plongeante (>400 km). Les résultats sont présentés au tableau VIII.3.

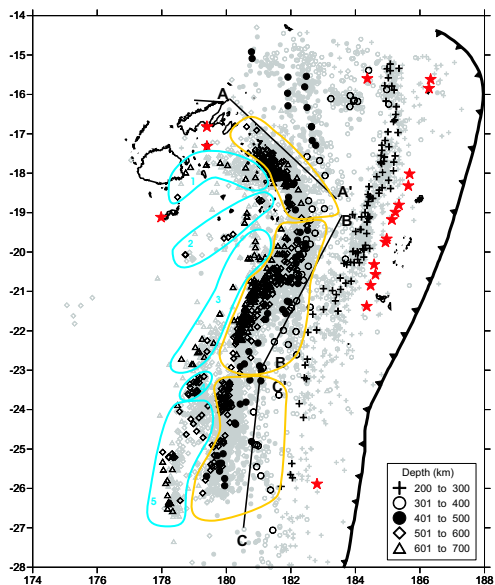
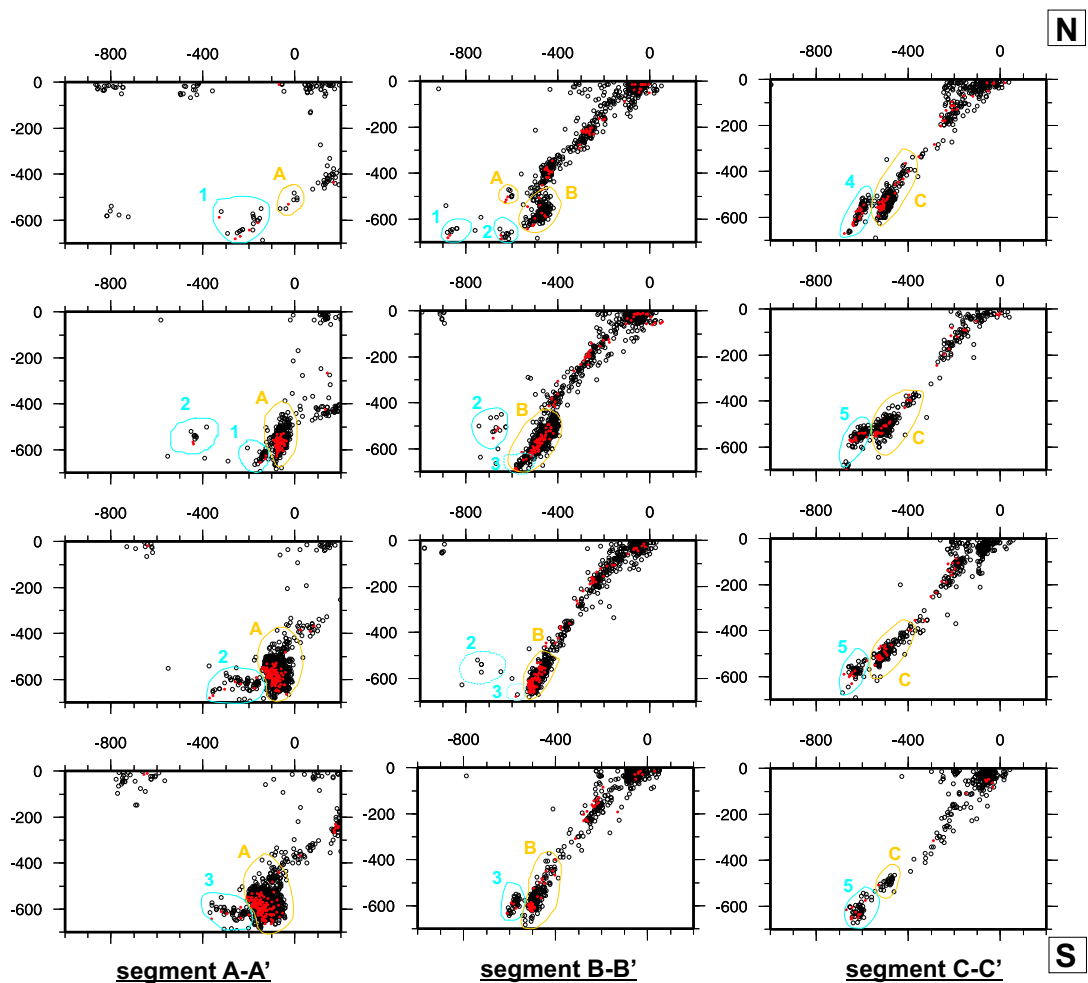


FIGURE VIII.17 – Identification en coupe des différents domaines suggérant des réorganisations géodynamiques significatives de la subduction des Tonga. Les coupes sont espacées régulièrement et réalisées perpendiculairement au segment auquel elles sont rattachées. Les coupes situées en haut sont faites au Nord et les coupes situées en bas, au Sud.

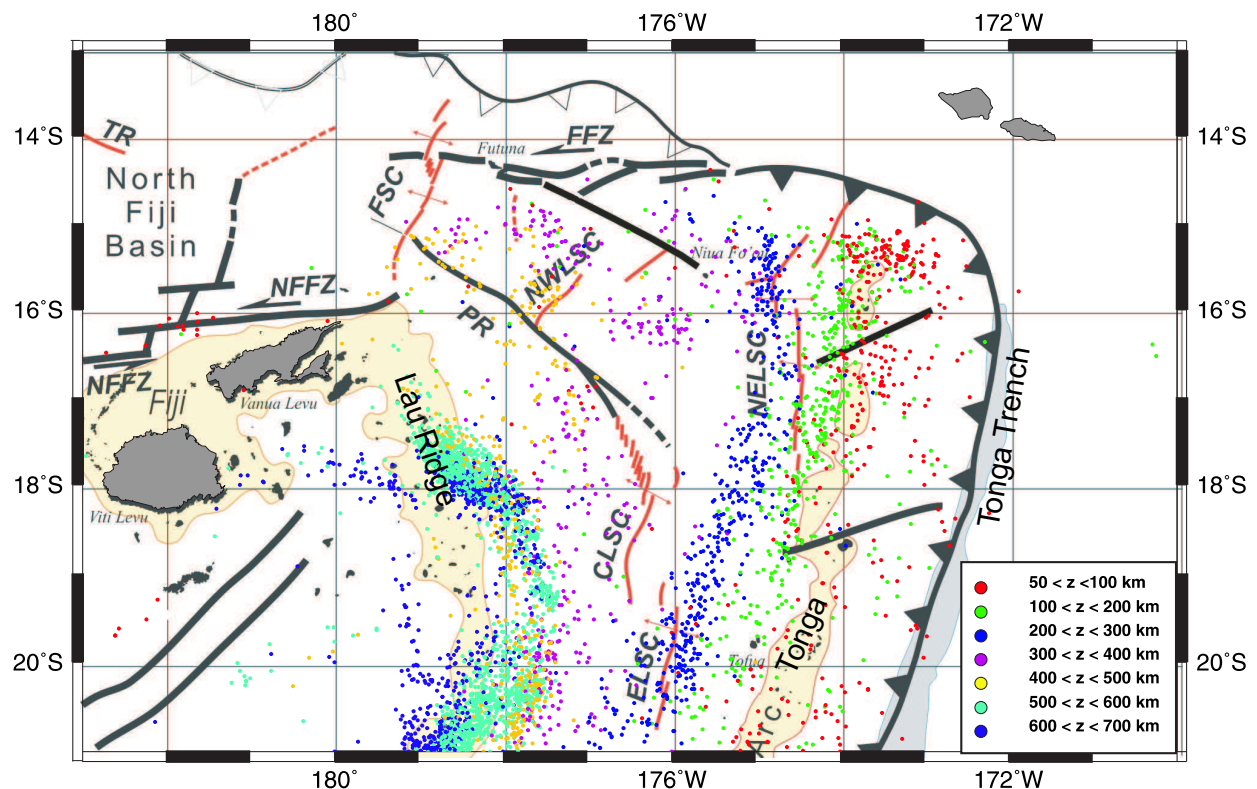


FIGURE VIII.18 – Relation entre la distribution de la sismicité dans la plaque plongeante et les structures tectoniques de la plaque chevauchante. La segmentation des deux plaques s'organise autour de trois structures tectoniques majeures : la ride de Peggy, le linéament de Futuna-Niua Fo'ou, l'accident intra-arc localisé vers 19°S (accident de Fonualei) et l'accident intra-arc de Niuatoputapu.

VIII.4.2 Retrait de la plaque plongeante et saut de subduction

Afin d'imager plus finement les structures sismiques de la plaque plongeante, nous avons réalisé nos coupes perpendiculairement aux structures tectoniques (ride de Peggy et accident de Futuna-Niua Fo'ou), ainsi qu'à l'orientation moyenne des isoprofondeurs du Plan de Bénéioff. La comparaison entre les coupes 2 et 4 montrent l'importance de ce choix, car il permet de souligner une organisation particulière de la sismicité (fig. VIII.19).

Le plan de Bénéioff imagé sur les coupes 1-4 (fig. VIII.19) présente un pendage très variable en fonction de la profondeur. Sa partie très profonde (500-700 km) est subverticale (coupes 1-3, fig. VIII.19), puis en allant vers les plus faibles profondeurs, le pendage diminue et on remarque une horizontalisation de la plaque autour de 400 km. Cette géométrie suggère un étirement de la plaque plongeante induit par un retrait progressif de la plaque vers l'Est, tel qu'il est évoqué aujourd'hui sous l'arc des Tonga. Cependant ces quatre coupes (fig. VIII.19) soulignent d'importantes lacunes de sismicité qui individualisent plusieurs écaïlles au sein de la plaque plongeante. Sur les coupes 3 et 4 (fig. VIII.19), le plan de Bénéioff est segmenté en deux unités spatialement et géométriquement distinctes, à savoir une partie comprenant les séismes à 50-300 km et une autre partie comprenant les séismes 350-700 km. Cette observation renforce l'hypothèse d'un détachement au sein de la plaque plongeante, isolant une unité lithosphérique profonde et la plaque actuellement subduite le long de la fosse des Tonga.

Sur les coupes 1 et 2 (fig. VIII.19), on remarque un morcellement de la plaque plongeante, individualisant jusqu'à quatre écaïlles de pendage variable dans la plaque plongeante (coupe2, fig. VIII.19). Par ailleurs, une sismicité inattendue s'observe entre le plan de sismicité majeur et la surface (coupes 1 et 2,

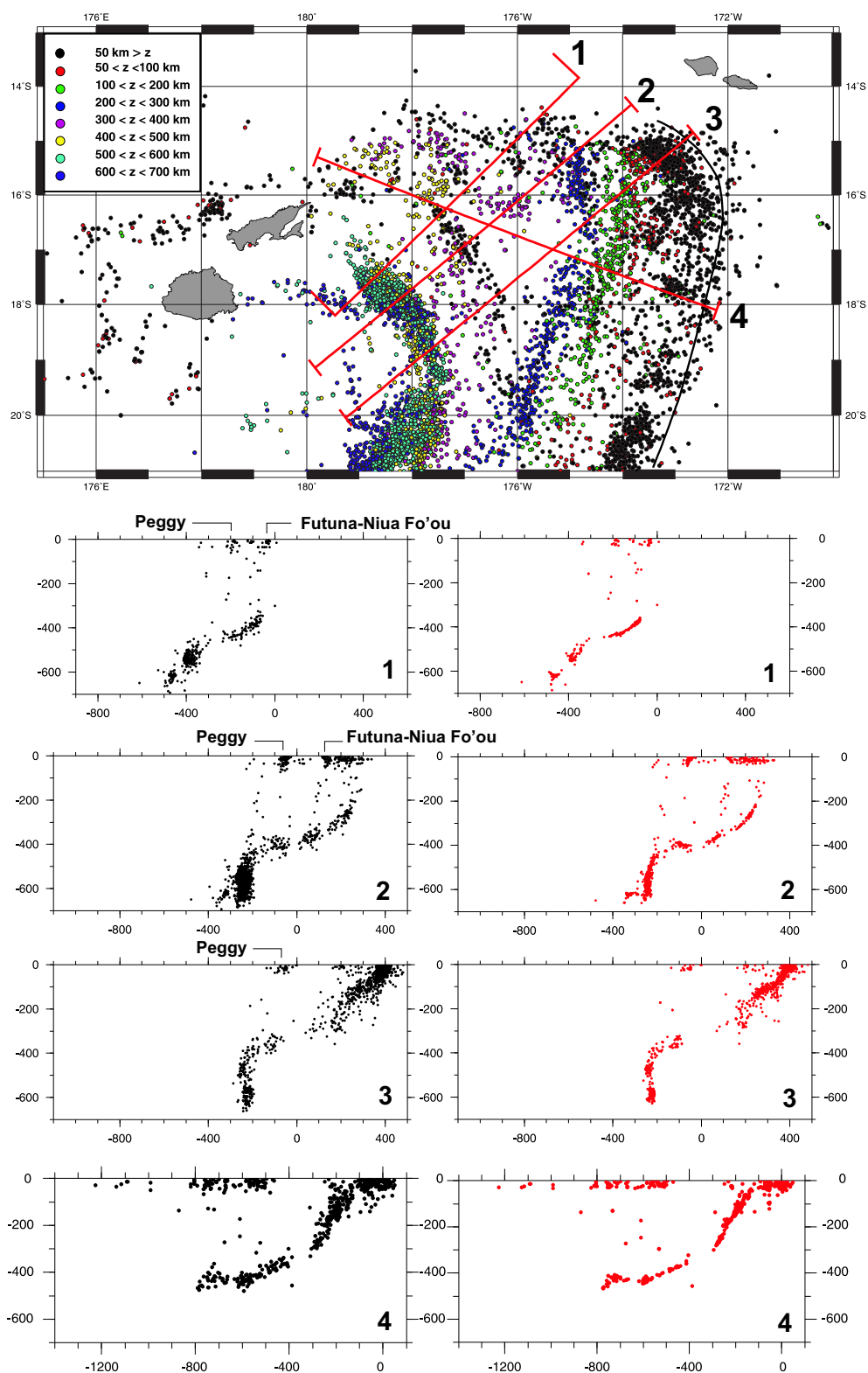


FIGURE VIII.19 – Distribution de la sismicité en coupe, sous le Nord du bassin de Lau (catalogue de Engdahl, [Engdahl et al., 1998]). Sur la gauche, les coupes en noir sont réalisées à partir du catalogue de Engdahl ; sur la droite, les coupes en rouge sont réalisées à partir des données effondrées de la sismicité. On remarque sur ces coupes, un morcellement du plan de Bénioff mis en évidence par des lacunes de sismicité, ainsi qu'une sismicité résiduelle reliant la ride de Peggy et l'accident de Futuna-Niua Fo'ou en surface, aux écailles du plan de Bénioff. Chacune des coupes fait 100 km de large (50 km de part et d'autre du trait de coupe, pour les segments 2 à 4 et 100 km de large au Nord-Est du trait de coupe 1).

fig. VIII.19). Ce caractère persiste quel que soit le catalogue de sismicité choisi (ISC ou Engdahl), ce qui nous permet d'écarter la cause d'une erreur trop importante sur la localisation des séismes.

Cette sismicité est incohérente avec le modèle du retrait d'une plaque plongeante compétente, ancrée sur la discontinuité des 670 km proposé jusqu'alors, car dans ce cas, aucune sismicité résiduelle ne serait attendue entre le plan de Bénéioff et la surface. De plus, on remarque que cette sismicité s'organise selon des plans subverticaux parallèles entre eux (coupe 2, fig. VIII.19), qui rejoignent en surface des structures tectoniques actives : la ride de Peggy et le linéament de Futuna-Niua Fo'ou. En profondeur, ces plans sont reliés aux écaïlles du plan de Bénéioff identifiées sur la coupe 2 (fig. VIII.19). Une telle organisation de la sismicité suggère un retrait de la plaque plongeante par un phénomène de saut de subduction, qui confirmerait donc une segmentation couplée des plaques plongeante et chevauchante.

VIII.4.3 Les données de géochimie dans un modèle de saut de subduction

La nature des roches échantillonnées sur les hauts-fonds du domaine Nord-Ouest du bassin de Lau permet de valider un modèle avec saut de subduction et ouverture progressive du domaine arrière-arc jusqu'à atteindre sa configuration actuelle (fig. VIII.20). Une synthèse des données pétrologiques et géochimiques disponibles dans la zone étudiée, est présentée ci-dessous [Hawkins, 1995].

La ride de Peggy

Les données pétrologiques et géochimiques de cette ride sont contradictoires, car on note la présence à la fois de tholéiites d'arc, de MORB et de boninites [Hawkins and Melchior, 1985, Hawkins, 1995, Juteau and Maury, 1997]. Les boninites sont des laves d'arc actuellement connues dans des contextes tectoniques très particuliers, comme par exemple lors de la propagation d'un axe d'accrétion vers un arc volcanique actif, à l'intersection entre un axe d'accrétion et une faille transformante située à l'extrémité d'un arc volcanique actif ou encore à la jonction entre une fosse et un axe d'accrétion [Deschamps and Lallemand, 2003]. La présence de ces laves au niveau de la ride de Peggy pourraient donc par exemple témoigner de la proximité d'une fosse de subduction et révéler ainsi son rôle de frontière de plaque initial. Au vu des données de sismologie et par analogie avec les terminaisons Nord Tonga ou Sud Nouvelles-Hébrides, les boninites suggèrent également une terminaison de la fosse au niveau de la ride de Peggy.

Le haut-fond Zéphyr

Bien qu'il soit isolé dans le bassin (fig. VIII.20), ce relief est constitué par des roches présentant des affinités de laves d'arc [Hawkins, 1995], dont la chimie et minéralogie sont proches de celles de l'arc volcanique Tofua. Ce haut-fond aurait donc été formé à proximité d'une fosse de subduction. De plus, la composition de ces laves suggèrent un mélange entre un magma parental boninitique et des enclaves minérales issues d'autres liquides [Hawkins, 1995, Gill, 1976]. Son appartenance au groupe des boninites suggère une fois de plus, un contexte tectonique indiquant une proximité immédiate d'un système arc-fosse, qui aurait permis d'accommoder un retrait progressif de la plaque Pacifique vers le Nord-Est. De plus, on remarque que les caractéristiques de ces laves sont proches de celles de la ride de Peggy.

L'archipel de Horn

La ride de Futuna-Alofi (fig. VIII.20) est caractérisée par la succession de deux épisodes magmatiques majeurs. Un des épisodes magmatiques dérive d'une source appauvrie attestant de la contribution d'une composante de subduction au magmatisme et donc sa formation à proximité d'une fosse. L'autre provient d'une source de type enrichie, qui se rapproche du volcanisme de type intraplaque (OIB). L'existence de ces deux sources suggèrent soit des taux de fusion partielle différents, soit une hétérogénéité mantellique régionale [Grzesczyk et al., 1987, 1991]. Par ailleurs, à partir des données de morphotectonique, cette ride est interprétée comme une zone de fracture le long de laquelle s'affrontent les plaques Australie et Pacifique

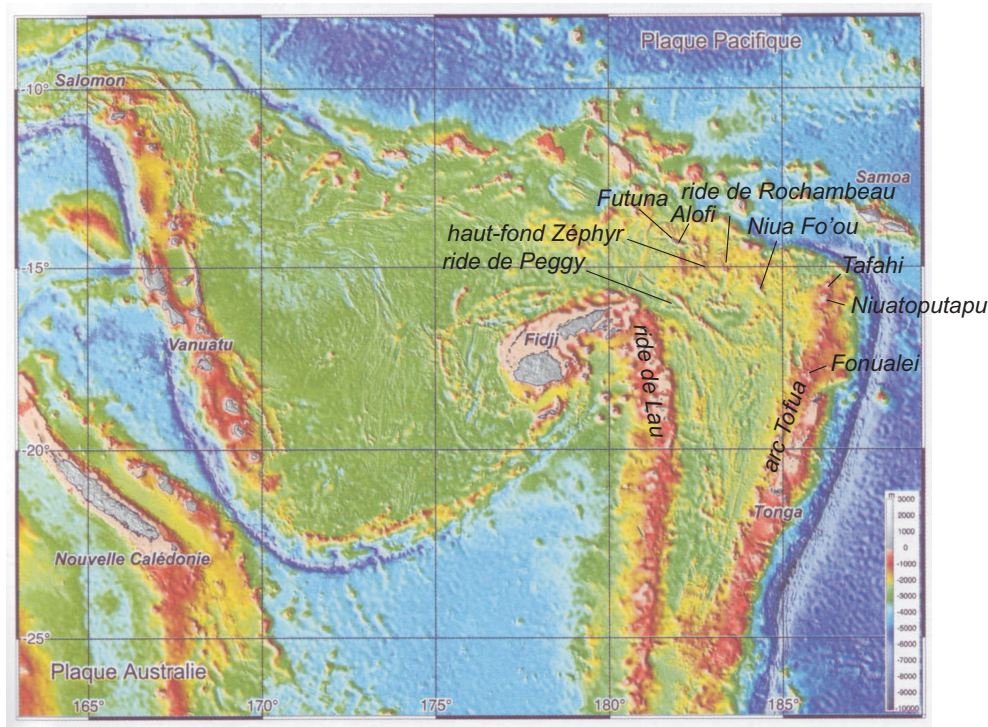


FIGURE VIII.20 – Localisation des unités géochimiques connues. La synthèse des données pétrologiques et géochimiques révèle que les hauts-fonds dispersés dans le domaine Nord-Ouest du bassin de Lau, présentent des affinités de laves d'arc. Synthèse des données bathymétriques multifaisceaux acquises depuis 1985 et de la topographie dérivée des données altimétriques, d'après Ruellan and Lagabrielle [2005].

[Pelletier et al., 2000]. Ces différents éléments n'excluent pas le fait que cette frontière de plaques ait pu correspondre initialement à une zone de subduction.

La ride de Rochambeau

Elle présente elle aussi une composition en éléments majeurs de type volcanisme d'arc [Hawkins, 1995]. De même que pour la ride de Horn, les laves qui la constituent indiquent un enrichissement significatif de la source en éléments incompatibles, lui conférant une affinité de type magma d'île intraocéanique (OIB). Les rapports isotopiques de l'Hélium révèlent une composante similaire à celle du panache des Samoa et suggèrent donc une contamination de la source par l'intrusion de ce panache au Nord du bassin de Lau (fig. VI.5) [Volpe et al., 1988, Turner and Hawkesworth, 1998]. Un saut de subduction aurait permis l'introduction et donc la contamination de la source à l'origine des laves émises dans le domaine Horn-Rochambeau.

L'extrémité Nord de l'arc volcanique de Tofua

Dans l'arc volcanique Tofua, seuls les volcans Tafahi et Niuatoputapu situés à l'extrémité Nord de l'arc (fig. VIII.20) présentent une composition isotopique en Pb caractéristique de la ride de Louisville. Cela confirme donc la subduction de cette ride dans cette zone [Ewart et al., 1998, Wendt et al., 1997, Hawkins, 1995]. Cependant, le volcan Fonualei situé 250 km plus au Sud ne montre pas la signature géochimique de la ride. Certains auteurs ont donc suggéré des durées de recyclage de l'isotope du Pb au sein du coin asthénosphérique de l'ordre de 2 à 3 Ma, ce qui expliquerait cette absence de signature géochimique de la ride [Regelous et al., 1997, Turner and Hawkesworth, 1998, Ewart et al., 1998]. Bien qu'incertain, l'âge de

l'entrée en subduction de la ride de Louisville est estimé autour de 4 Ma [Ruellan et al., 2003]. L'hypothèse d'une accrétion partielle de la ride de Louisville pourrait donc également expliquer un retard du recyclage de ses éléments chimiques au sein du coin asthénosphérique.

Evolution de la ride Lau-Fidji

Plusieurs phases volcaniques ont été identifiées sur les îles Fidji et la ride de Lau. A partir de 8.5 Ma, le volcanisme d'arc de type alcalin a cédé sa place à un volcanisme de type shoshonitique (nommé type I), puis à partir de 3 Ma à un volcanisme de type OIB (nommé type II) [Gill, 1984, Gill and Whelan, 1989]. L'évolution de ce volcanisme est attribuée aux changements géodynamiques majeurs de la zone : (1) l'ouverture des bassins arrière-arc Nord Fidjien et Nord-Ouest Lau ; (2) l'arrêt de la subduction sous ces îles.

Gill [1984] et Gill and Whelan [1989] ont montré que les magmas des types I et II présentent des compositions géochimiques très différentes, qui ne peuvent dériver d'une même source. Ces auteurs proposent donc l'arrivée d'une nouvelle source de type OIB autour de 3 Ma, pouvant provenir de la migration du manteau Pacifique, du Nord vers le Sud de la zone. Par ailleurs, ils soulignent une anomalie dans la composition des OIB de type II, car ces derniers présentent une composante de subduction plus importante que celle du type I, malgré l'arrêt de la subduction sous les îles Fidji au moment de leur émission. Gill [1984] et Gill and Whelan [1989] remarquent donc la capacité surprenante du manteau asthénosphérique à s'adapter rapidement à des changements géodynamiques conséquents et à être en mesure de fournir des magmas appauvris en HFSE (caractéristiques des zones de subduction) bien après l'arrêt de la subduction. Un modèle d'évolution de la zone Nord tongienne de type "détachement du panneau plongeant" suivi par un "saut de subduction", permettrait d'expliquer d'une part, l'arrivée brutale d'une nouvelle source de type OIB provenant de l'incorporation du manteau Pacifique dans la zone de fusion et/ou de l'infiltration du manteau Pacifique sous forme de flux toroïdaux autour d'une plaque plongeante déchirée et d'autre part, l'origine des liquides fortement appauvris en HFSE à l'origine des OIB de type II provenant d'une subduction persistante dans le Nord du bassin de Lau.

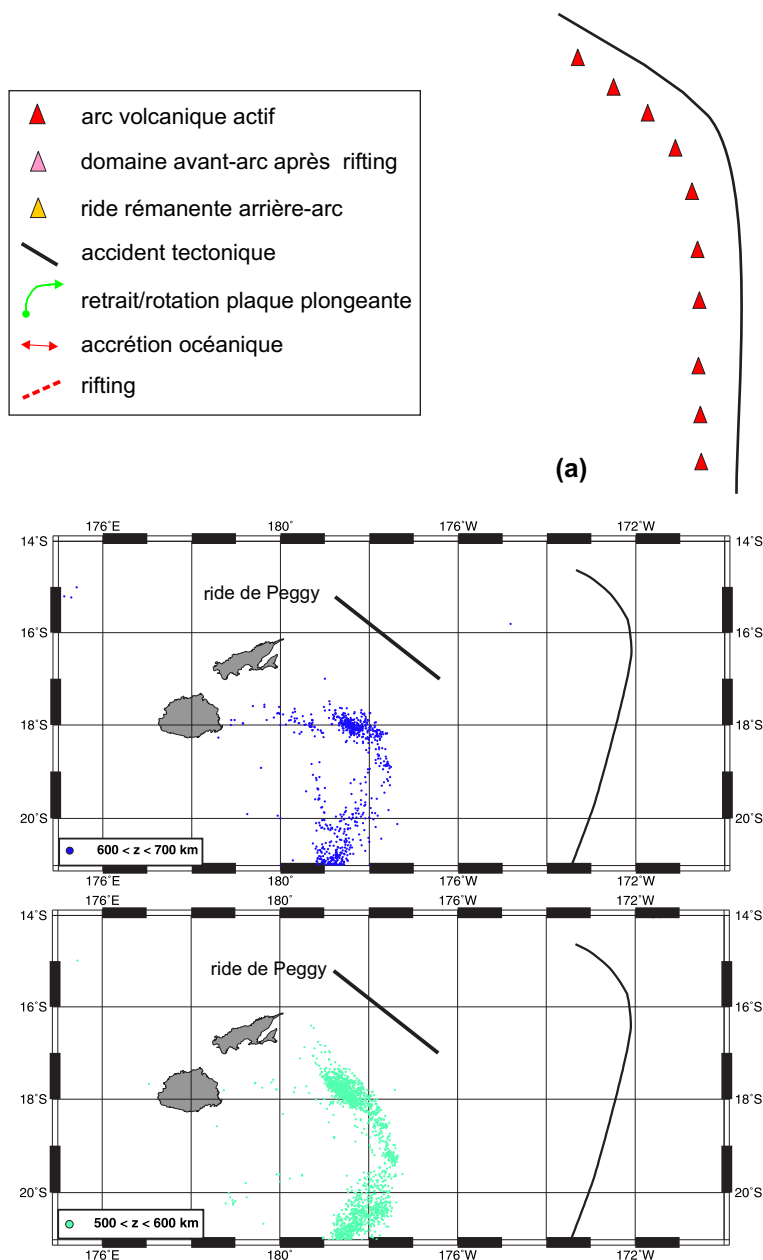
Les données de pétrologie et géochimie révèlent donc une dispersion de blocs d'avant-arc et/ou arc volcanique dans le bassin Nord-Ouest de Lau, soulignant une ouverture du bassin avant-arc complexe. Le modèle d'évolution du bassin de Lau par saut de subduction est en accord avec le modèle géochimique de l'ouverture du bassin de Lau proposé par Parson and Hawkins [1994] et Hawkins [1995]. Il permet de comprendre certaines anomalies bathymétriques et géochimiques persistant dans cette zone. Cependant, la faible résolution des données bathymétriques dans la zone Nord-Ouest du bassin de Lau ne permet pas de contraindre précisément la géométrie des structures tectoniques secondaires ayant permis d'accommoder le saut de subduction.

VIII.4.4 Un modèle d'évolution géodynamique possible

Ce travail nous a permis d'élaborer un modèle d'évolution des processus géodynamiques affectant le système Tonga-Lau, dans lequel nous proposons que la ride de Peggy, puis le linéament de Futuna-Niua Fo'ou ont été initialement des segments de frontière de plaques avant d'être réactivés aujourd'hui par une tectonique décrochante. Ce modèle ne présente qu'une chronologie relative des événements ; une datation précise des différentes phases semble difficile à établir (1) du fait de l'évolution rapide de l'ouverture du Bassin de Lau et (2) du fait de la migration importante vers le Sud du pôle de rotation Pacifique/Australie sur les 5 derniers Millions d'années, entraînant la rotation horaire de la direction de convergence de la plaque Pacifique de près de 40° [Sutherland, 1995].

Dans le modèle d'évolution proposé, on identifie les phases de subduction suivantes (fig. VIII.21) :

(1) **La subduction initiale Tonga-Lau**, (fig. VIII.21 A) : la subduction de la plaque Pacifique s'effectue le long d'une frontière de plaque prolongeant l'ancienne fosse du Vitiaz. La distribution de la sismicité 600-700 km dominante et 500-600 km témoignent d'une frontière de plaque bien établie le long de laquelle s'enfonce sans perturbation la plaque Pacifique. On remarque qu'une sismicité résiduelle apparaît hors du nuage principal des séismes ($600 < z < 700$ km, fig. VIII.21a). Cette dernière est attribuée à la subduction de la plaque Pacifique lorsque la fosse du Vitiaz était encore active [Hamburger and Isacks, 1987, Okal and Kirby, 1998]. L'étude de l'état de contrainte de la plaque plongeante profonde de cette zone a mis en évidence l'existence de lambeaux lithosphériques indépendants de la plaque plongeante actuel. Cela suggère une modification antérieure de la frontière de la plaques, peut être liée à la mise en place du dispositif d'accrétion Nord Fidjien.



A- Stade initial de la subduction : la distribution de la sismicité profonde (500-700 km) indique une subduction le long d'une fosse courbe dans la prolongation de l'ancienne fosse du Vitiaz. Le stade antérieur responsable de la sismicité résiduelle des 600-700 km n'est pas prise en compte dans ce modèle (Figure à suivre).

(2) **Subduction initiale de la ride de Louisville**, (fig. VIII.21 B) : l'ouverture du Bassin Nord-Fidjien s'accompagne de la rotation anti-horaire de la plateforme Fidjienne, qui se traduit par le rifting avant-arc de l'extrémité Nord de la ride de Lau. Ce rifting avant-arc serait à l'origine de la variation morphologique significative de la ride de Tonga, observée de part et d'autre de l'accident intra-arc de Fonualei (fig. VIII.20). On remarque en effet que les hypocentres situés entre 400 et 500 km de profondeur sont décalés vers le Nord-Est. Ils s'alignent en deux branches distinctes et sécantes, qui soulignent une forme en V. Cette géométrie reflète un premier retrait de la plaque plongeante vers l'Est selon une rotation horaire de la fosse, autour d'un pôle de rotation situé vers 18°S , $177^{\circ}30'\text{W}$. Puisque ce phénomène atteint ici la sismicité des 400-500 km, il est possible d'attribuer cette rotation à l'entrée en subduction de la ride de Louisville vers 4 Ma. Elle aurait perturbé la propagation vers le sud du rifting avant-arc en cours et ralenti momentanément la subduction (fig. VIII.21 B, (b)). Le phénomène de rotation des fosses liée à la subduction de reliefs océaniques a été proposé pour plusieurs subduction actuelles [Wallace et al., 2005, 2004].

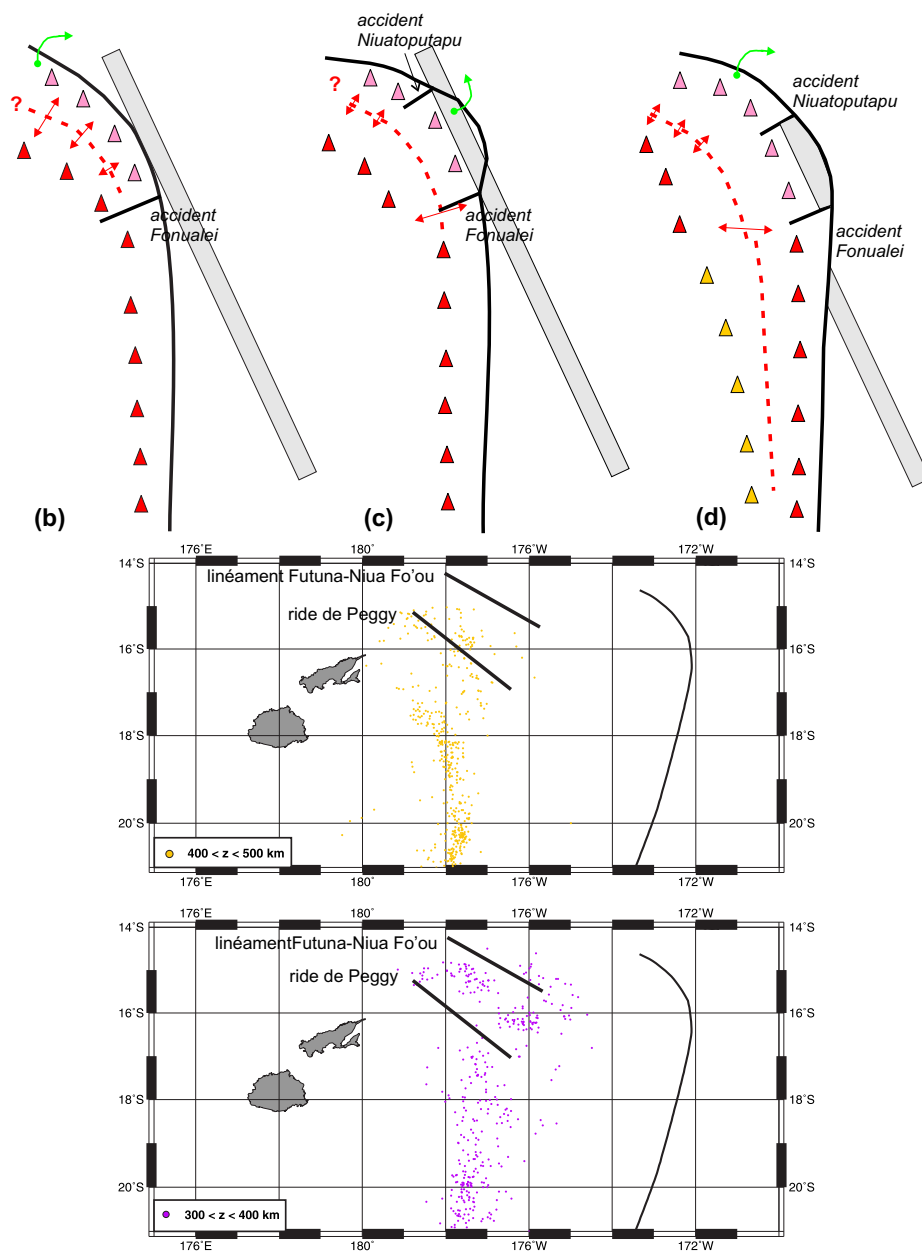
(3) **Saut de Subduction**, (fig. VIII.21 B) : l'entrée en subduction parallèlement à la fosse de la ride de Louisville [Ruellan et al., 2003], aurait entraîné un blocage local de la subduction ; ce blocage se serait traduit par un saut de subduction, ainsi que l'accrétion partielle de la ride le long de la marge (fig. VIII.21 B, (c) et (d)). On constate en effet qu'au sud de 17°S , la sismicité comprise entre 300 et 400 km de profondeur, s'organise parallèlement à celle comprise entre 400 et 500 km, ce qui indique un enfouissement continu de la plaque Pacifique le long d'une fosse orientée approximativement $\text{N}5^{\circ}\text{S}$ (fig. VIII.21 B). A l'inverse, au nord de 17°S , la direction suggérée par l'alignement des hypocentres souligne une rotation anti-horaire d'environ 40° par rapport à la branche de sismicité plus profonde (400-500 km). Par ailleurs, la distribution de la sismicité en coupe dans cette zone (fig. VIII.19), a mis en évidence l'existence d'un saut de subduction.

L'existence d'un saut de subduction est en accord avec le découplage de la plaque plongeante vers 300-400 km de profondeur et permet d'expliquer la distribution complexe de la sismicité sous le bassin de Lau.

(4) **Océanisation du Bassin de Lau**, (fig. VIII.21 C) : après ce saut de subduction, la subduction aurait repris sur toute la longueur de la marge des Tonga, en arrière de la ride accrétée à la marge (fig. VIII.21B, (c)). Le fort décalage vers l'Est de la sismicité comprise entre 200 et 300 km de profondeur par rapport à celle localisée entre 300 et 400 km, témoigne d'un retrait important de la plaque plongeante ; ce retrait peut souligner une expansion arrière-arc très active dans le bassin de Lau, au Nord de 21°S , 177°W . La courbure vers l'Ouest observée dans l'alignement des hypocentres compris entre 200 et 300 km et situés au Nord de 17°S , indique une convergence de la plaque Pacifique le long d'un segment de fosse courbe au niveau la terminaison Nord de la fosse.

Enfin, la sismicité comprise au-dessus de 200 km de profondeur souligne l'accommodation de la convergence le long d'un dispositif de géométrie identique à celle connue d'aujourd'hui, c'est-à-dire le long d'une marge linéaire du Nord au Sud.

Ce modèle d'évolution de la subduction semble compatible avec la rotation horaire d'environ 40° de la direction de convergence de la plaque Pacifique, induite par la migration vers le Sud du pôle de rotation Pacifique/Australie [Sutherland, 1995].



B- Evolution géodynamique suggée par la distribution de la sismicité comprise entre 300 et 500 km et impliquant un saut de subduction, ainsi que l'accrétion partielle de la ride de Louisville. L'association de triangles rouge et roses signifie un rifting en zone *arc/avant-arc* (b et c); Les triangles rouge et jaune signifient un rifting en zone *arc/arrière-arc* (d) : (Figure à suivre).

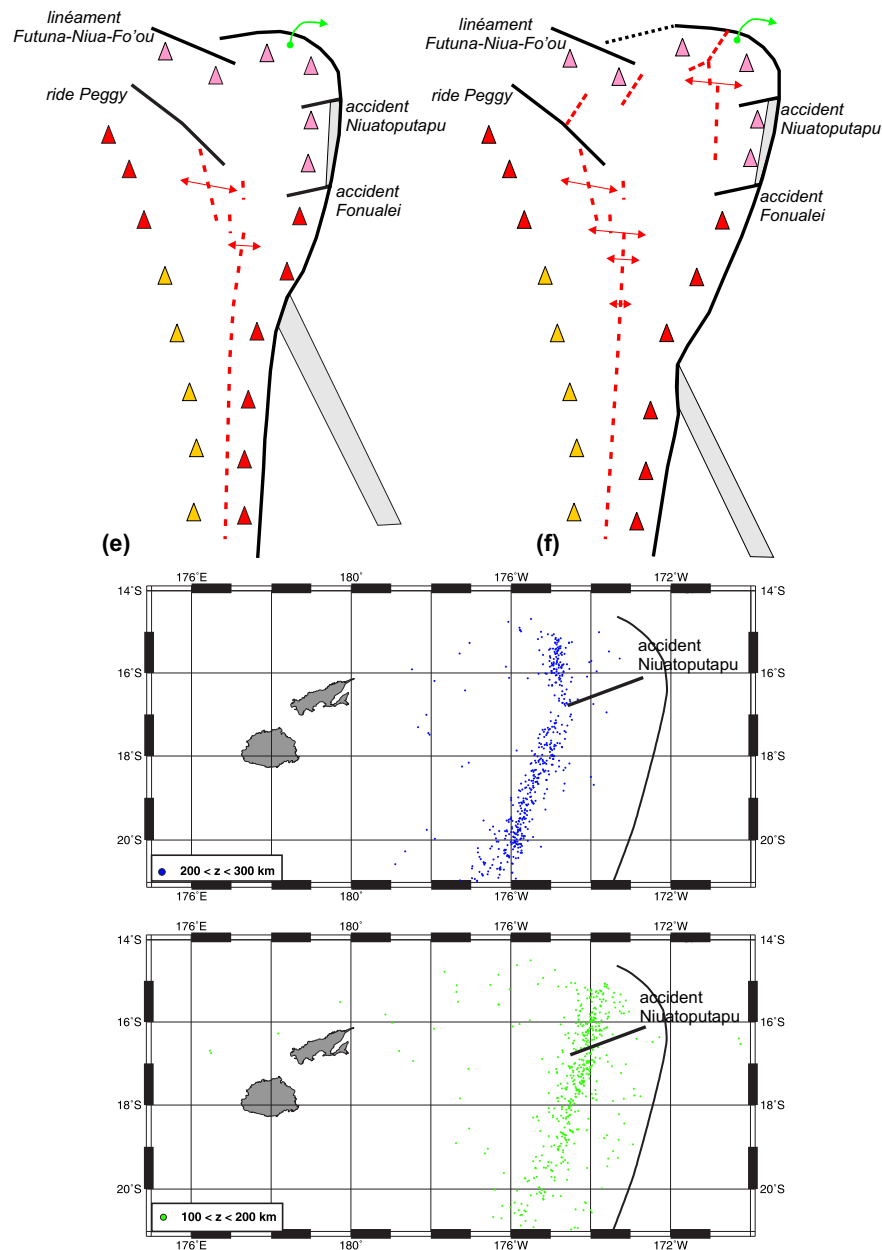


FIGURE VIII.21 – C- Contexte tectonique actuel à l'origine de la distribution de la sismicité de moyenne profondeur (50-300 km).

VIII.4.5 Conclusions

L'ensemble de ces observations confirme une évolution couplée de la plaque Pacifique plongeante et de la plaque Australie chevauchante. Cette étude révèle un contrôle de l'ouverture du bassin "arrière-arc" de Lau par la subduction de la ride de Louisville. L'initiation du rifting en zone avant-arc n'est cependant pas résolue, car elle s'inscrit dans un système global complexe en liaison avec l'évolution du bassin Nord Fidjien. On peut cependant faire l'hypothèse que les zones de faiblesse préexistantes dans la plaque supérieure aient pu être accentuées par les mouvements verticaux du domaine avant-arc, induits par l'entrée en subduction de la ride de Louisville.

Ces résultats confirment également un découplage de la plaque plongeante vers 300-400 km de profondeur, mis en évidence par une lacune de sismicité centrée sous le bassin de Lau. Ce découplage résulterait d'un détachement de la plaque plongeante provoqué par la résistance à l'enfoncement de la ride de Louisville. Le différentiel de mouvement existant entre la plaque plongeante située de part et d'autre de la zone "bloquée" et la zone "bloquée" elle-même, aurait été accommodé par un saut de subduction, accréant partiellement la ride de Louisville à la marge [Prévot et al., 1994].

Actuellement, aucune roche appartenant à la ride de Louisville n'a été échantillonnée en domaine avant-arc de l'arc Tonga-Tofua. Il est probable que le retrait important de la plaque Pacifique accompagnant l'ouverture actuel du bassin de Lau, associé à de l'érosion tectonique le long de la fosse, ait finalement permis la subduction des lambeaux de la ride accréée. Nous soulignons tout de même qu'à l'endroit présumé de l'accrétion de la ride de Louisville (entre les latitudes 17°S et 19°S), une lacune sismique affecte la sismicité superficielle (<50 km). Cette lacune reflète un comportement rhéologique différent le long du contact interplaque dans cette zone, qui pourrait provenir des lambeaux de la ride de Louisville accréée.

Efin, lors du phénomène de saut de subduction, la plaque supérieure subit une forte compression liée à la résistance à l'enfoncement du corps océanique peu dense. Des structures compressives ont donc dû se développer dans le domaine avant-arc de la ride de Lau ou même au sein la ride elle-même. La reconnaissance de ces structures compressives dans cette zone permettrait donc de valider ce modèle, bien qu'elles aient du être reprises par le régime fortement extensif actuel.

Conclusions

Une mise à jour complète de nos connaissances de l'état de contrainte des plaques plongeante et chevauchante du système Tonga-Kermadec a été entreprise dans ce travail et les résultats obtenus permettent de contraindre plus précisément l'ensemble du système.

Grâce à une étude approfondie de la distribution de la sismicité, il a été possible d'identifier de nouvelles structures tectoniques au sein de la plaque supérieure du domaine Tonga : un axe Futuna-Niua Fo'ou et un accident intra-arc de Niuatoputapu. La prise en compte de ces deux nouvelles structures dans l'évolution géodynamique du système a permis de ré-interpréter la distribution de la sismicité au sein de la plaque plongeante.

Nous montrons ainsi que la segmentation tectonique de la plaque supérieure et la répartition des hypocentres de la plaque subduite sont fortement liées :

(1) Sur les 5 derniers Millions d'années, cette frontière de plaques a subi d'importantes perturbations géodynamiques, permettant à la plaque supérieure d'acquérir progressivement sa structure actuelle. L'ouverture initiale du bassin de Lau a été perturbée par l'entrée en subduction de la ride de Louisville. La subduction de cette ride s'est traduite par une réorganisation de la limite de plaque via un processus de saut de subduction. Ce saut de subduction est en effet clairement imagé par les données de sismologie. On identifie d'une part, d'anciens plans de subduction sous la ride de Peggy et l'axe de Futuna-Niua Fo'ou et d'autre part, un découplage de la partie profonde (>400 km) de la plaque plongeante. Par ailleurs, la résolution du tenseur des contraintes confirme l'existence de lambeaux de lithosphère très profonds, indépendants de la plaque acutellement subduite.

Les structures majeures connues aujourd'hui dans le système Tonga-Lau, telles que la ride de Peggy, l'axe Futuna-Niua Fo'ou, l'accident intra-arc de Fonualei et l'accident intra-arc de Niuatoputapu, sont donc des structures héritées d'une phase de subduction antérieure.

(2) La résolution du tenseur des contraintes de la plaque supérieure révèle que le bloc "arc volcanique" accommode le glissement oblique à l'interplaque par sa migration vers le sud. Néanmoins, les taux de déplacement ne sont pas uniformes du Nord au Sud. La segmentation cinématique de la plaque supérieure concorde avec la segmentation tectonique et confirme un comportement de l'arc Tonga-Kermadec non rigide du Nord au Sud. Cette segmentation tectono-cinématique concorde également avec la distribution de la sismicité superficielle à l'interplaque, puisque les variations brutales du taux de déplacement de l'arc volcanique situées au niveau des structures tectoniques majeures, correspondent à des zones où des lacunes de sismicité sont observées à l'interplaque. On souligne donc une fois de plus, une segmentation couplée entre la plaque plongeante et la plaque chevauchante.

L'étude de la sismicité d'une zone aussi complexe que la subduction Tonga-Kermadec ne peut être exhaustive. Néanmoins nos résultats posent les bases de certaines réflexions et demanderont à être confrontés à d'autres zones de subduction. Parmi les points que nous avons identifiés, citons par exemple :

(1) **L'impact de la subduction d'une ride océanique sur le comportement de la plaque subduite :** dans notre zone, le segment de plaque plongeante comportant la ride, agit comme un guide de contrainte

cohérent, sans qu'aucune perturbation du tenseur ne soit observée de la surface jusqu'à 700 km de profondeur. A l'inverse, des fortes perturbations du tenseur des contraintes sont observées dans les deux zones limitrophes de la ride et donc à des profondeurs différentes, du fait de son obliquité. Nous confirmons donc qu'un surépaississement crustal local augmente la compétence de la plaque subduite, mais ne perturbe que localement le comportement du panneau plongeant.

(2) **La mise en évidence d'une seconde branche de sismicité à faible profondeur et de fort pendage** : les deux zones qui présentent cette particularité dans notre zone d'étude sont caractérisées par des lacunes de sismicité à l'interplaque. L'une d'entre elle se situe en avant de la ride de Louisville en subduction. La seconde, correspond à la zone supposée d'accrétion de la ride de Louisville à la marge. De plus, par analogie avec la crise sismique de Juin 1994 dans la fosse de Java, l'étude de la crise sismique de Mai 2006 dans la fosse de Tonga a été interprétée comme résultant de la résistance à l'enfoncement d'un corps peu dense. La présence de ces branches de sismicité serait donc un marqueur de la subduction de structures peu denses le long du contact interplaque, traduisant une éventuelle délamination de la croûte épaissie de la structure par rapport au manteau lithosphérique sous-jacent. Dans le cas de la subduction d'une structure océanique de taille importante, un tel phénomène pourrait évoluer en une zone de rupture majeure, permettant l'initiation d'un saut de subduction, ainsi que le détachement du panneau plongeant.

(3) **La relation entre le découplage profond du panneau plongeant et la mise en évidence d'un double régime de contraintes aux profondeurs intermédiaires** : ce double régime de contrainte n'a été observé que dans le Nord du système Tonga, où nous avons mis en évidence un découplage du panneau plongeant profond. Les doubles régimes de contrainte sont généralement observés lorsque la plaque en subduction est largement dépendante de la force de traction et présente donc un régime extensif selon sa direction de pendage [Hasegawa et al., 1978]. En d'autres termes, ils ne peuvent s'exprimer que lorsque la plaque plongeante interagit avec la discontinuité des 670 km, car elle se comporte alors comme un guide de contraintes cohérent, transmettant les contraintes compressives profondes à la partie supérieure. Nous suggérons donc que l'existence de ce double régime de contrainte constitue ici un marqueur de détachement du panneau plongeant. Ces doubles régimes de contraintes ont été observés dans les zones où la ride de Louisville serait déjà passée en subduction et qui sont caractérisées par un bassin arrière-arc mature, qui se propage vers le Sud. On peut donc suggérer que le découplage profond du panneau plongeant suit la même tendance et se propage également vers le Sud.

Une comparaison de ces résultats avec d'autres zones de subduction permettrait de confirmer les tendances observées.

Enfin, une évolution géodynamique cohérente du système Tonga-Kermadec ne peut être envisagée sans la prise en compte des changements survenus par exemple, au niveau de la subduction des Nouvelles-Hébrides. Au vu de la distribution de la sismicité superficielle et profonde, une ré-évaluation du rôle tectonique des structures majeures identifiées à la jonction entre le bassin de Lau et le bassin Nord Fidjien, telle que la Zone de Fracture Nord Fidji est indispensable. Le modèle proposé dans ce travail ne fait appel qu'aux structures actuellement connues dans la zone, qui restent relativement mal contraintes dans le secteur Nord-Ouest du bassin de Lau. L'acquisition de nouvelles données dans ce secteur semble désormais nécessaire pour pouvoir mieux appréhender l'évolution conjointe de ces deux bassins "arrière-arc".

Conclusions Générales et Perspectives

L'objectif initial de ce travail était d'analyser la géométrie complexe du dispositif actuel de la subduction des Tonga-Kermadec, afin de mieux comprendre son évolution géodynamique globale. Deux approches couplées ont été employées afin de déterminer la part relative des différents mécanismes qui s'expriment sur la géométrie du système dans cette zone : la simulation numérique et la sismotectonique.

Pour mener à bien cette étude, nous avons tout d'abord testé, puis validé le code numérique ADELI-3D, qui a été développé par R. Hassani dans le cadre de cette thèse. Ce code nous a permis d'étudier dans leur globalité, les déformations lithosphériques induites au sein de la plaque chevauchante, dans des contextes tectoniques proches de ceux rencontrés dans la subduction des Tonga-Kermadec, tels que des marges à géométrie complexe ou encore la subduction de reliefs océaniques.

Le traitement des données sismologiques de la zone a permis de définir précisément l'état de contraintes actuel du système Tonga-Kermadec, tant au niveau de sa plaque plongeante, qu'au niveau de sa plaque chevauchante.

Les résultats de la modélisation numérique 3D ont mis en évidence le rôle significatif des variations latérales du système dans la troisième dimension, sur les déformations induites au sein de la plaque chevauchante. Par exemple, la courbure de la marge semble être un facteur déterminant dans le régime tectonique de la plaque supérieure. On a montré en effet qu'une convexité vers l'océan provoquait un régime compressif au sein de la marge, alors qu'une concavité était associée à un régime extensif.

De même, la subduction d'une ride océanique perturbe le champ de contraintes de la plaque supérieure : elle induit de la compression à son front et de la surrection localisée majoritairement dans le domaine avant-arc. Par ailleurs, l'obliquité de cette ride contrôle fortement la distribution des contraintes au sein de la plaque chevauchante.

Placés dans un cadre géodynamique plus global et couplés à une étude de sismotectonique, ces résultats nous ont permis de ré-examiner la subduction des Tonga-Kermadec et de mieux comprendre son évolution. Ainsi, aux trois questions soulevées en introduction de ce manuscrit, à savoir :

- la détermination de la géométrie de la plaque plongeante de la subduction des Tonga ;
 - l'effet de l'entrée en subduction de la ride oblique de Louisville sur la dynamique du système ;
 - le rôle de l'obliquité de convergence du Nord au Sud de la zone Tonga-Kermadec,
- nous pouvons désormais apporter les réponses suivantes :

(1) La plaque plongeante au Nord du système Tonga-Lau est découplée entre 300 et 400 km de profondeur sous le Bassin de Lau, sous la forme d'une déchirure qui semblerait se propager vers le Sud.

(2) La ride de Louisville est à l'origine de la segmentation morphotectonique de la plaque supérieure. Elle est également à l'origine du découplage profond de la plaque plongeante provoqué par un saut de subduction lors de son entrée initiale dans la fosse.

(3) L'obliquité de convergence le long de la fosse de Kermadec se traduit aujourd'hui par un régime transtensif dans le domaine arc/arrière-arc, mais la subduction d'une seconde structure océanique, le plateau d'Hikurangi, vient perturber le système.

Les résultats obtenus témoignent de l'importance de la prise en compte des perturbations latérales subies par une frontière de plaques, pour comprendre l'état de contrainte global du système convergent.

En perspectives, les résultats obtenus sur la zone de subduction des Tonga-Kermadec vont permettre de ré-interpréter plus précisément l'évolution géodynamique du Sud-Ouest Pacifique et notamment l'évolution tectonique de la jonction entre le Bassin Nord Fidjien et le Bassin de Lau. Ils vont également aider à contraindre les modèles cinématiques de la zone.

Un effort particulier doit maintenant être apporté sur la quantification des phénomènes. Pour cela, nous disposons désormais d'un outil numérique 3D performant et innovant mais qui nécessite encore des améliorations, en particulier la prise en compte d'un couplage lithosphère-asthénosphère. Dans quelle mesure en effet, ce couplage qui agit sur la réponse de la plaque plongeante, peut-il affecter la déformation de la plaque chevauchante ?

Malgré ces limitations, ce code ADELI 3D permet aujourd'hui d'aborder des questions fondamentales qui ne pouvaient être étudiées jusqu'à présent. Par exemple dans la continuité de ce travail, une étude plus approfondie doit être effectuée sur le partitionnement de la déformation en contexte de convergence oblique, avec dans un premier temps la prise en compte de discontinuités au sein de la plaque chevauchante, puis dans un second temps, d'éventuelles structures océaniques portées par la plaque plongeante.

Ce travail souligne l'importance des études couplées de traitement de données et de modélisation physique des phénomènes. L'étude de la zone de subduction des Tonga a mis en évidence l'existence d'un saut de subduction dans le Nord de la zone, ce qui a conduit à ré-évaluer la géométrie de la plaque plongeante. Ces résultats révèlent donc que la quantification physique d'un phénomène ne peut s'envisager qu'après une étude minutieuse des données disponibles, car le système d'étude doit être initialement très bien contraint.

Enfin, à la lumière de ces résultats, de nombreuses zones de subduction méritent désormais une attention particulière. Par exemple, le système convergent de la marge Andine présente certaines analogies avec les résultats obtenus concernant notamment la subduction de structures océaniques significatives. Le long de cette marge, la subduction de rides océaniques est associée à des perturbations majeures, dont particulièrement la diminution du pendage de la plaque plongeante pouvant aller jusqu'à l'horizontalisation (Chili). Ce phénomène n'est observé que dans le cas de systèmes convergents de type océan/continent. A l'inverse, dans le cas de systèmes convergents de type océan/océan, la subduction de structures océaniques semblerait se traduire par un détachement de la plaque plongeante (système Tonga-Kermadec, Nouvelles-Hébrides, Antilles). Il serait donc intéressant d'étudier l'effet de la rhéologie de plaque chevauchante sur les déformations engendrées lors de la subduction de reliefs océaniques. Une première étape consisterait à affiner nos connaissances sur les systèmes océaniques par une étude fine des données pré-existantes, afin de vérifier si le détachement du panneau plongeant est un phénomène systématique lors de la subduction de structures océaniques significatives. La seconde étape serait d'élaborer des modèles à partir de segments de subduction déjà bien contraints par les données et pour cela, les marges équatorienne et chilienne nous semblent être de bons candidats, car elles présentent des déformations différentes en réponse à la subduction des rides de Carnegie et de Juan Fernandez, respectivement.

N.B. Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un projet CNRS-INSU Dyéti 2004-2006.
Il a également bénéficié d'une bourse EGIDE permettant l'accueil au sein du laboratoire Géosciences Azur et pour une durée de 3 mois, de Mme. Cenka Christova du Geophysical Institute of Bulgarian Academy of Sciences, Département de Sismologie.

Bibliographie

- R. Allmendinger, T.E. Jordan, S.M. Kay, and B.L. Isacks. The evolution of the Altiplano-Puna plateau of the Central Andes. Annu. Rev. Earth Planet. Sci., 25 :139–174, 1997.
- I. Ando. Source mechanisms and tectonic significance of historical earthquakes along the Nankai Trough, Japan. Tectonophysics, 27 :119–140, 1975.
- J. Angelier, E. Barrier, and P. Huchon. Stress trajectories and relative motion at consuming boundaries : the Hellenic subduction (Greece) and the Philippines-Eurasia collision (Taiwan and Japan as examples). C. R. Acad. Sci. Paris, 294 :745–748, 1982.
- D. Arcay. Influence de l'eau sur les interactions lithosphère-asthenosphère dans les zones de subduction. PhD thesis, Université Nice-Sophia Antipolis, 2005.
- D. Arcay, E. Tric, and M.-P. Doin. Numerical simulations of subduction zones - Effect of slab dehydration on the mantle wedge dynamics. Phys. Earth Planet. Int., 149 :133–153, 2005.
- T. Baba, T. Hori, S. Hirano, P. R. Cummins, J.-O. Park, M. Kameyama, and Y. Kaneda. Deformation of a seamount subducting beneath an accretionary prism : constraints from numerical simulation. J. Geophys. Res., 28(9) :1827–1830, 2001.
- P.F. Ballance, H.A. Follas, G.W. Gibson, A.G. Ablaev, I.K. Pushchin, S.P. Pletnev, M.G. Biryulina, and T. Itaya. Morphology and history of the Kermadec trench-arc-backarc basin-remnant arc system at 30 to 32s : Geophysical profile, microfossil and K-Ar data. Mar. Geol., 159 :35–62, 1999.
- P.F. Ballance, D. W. Scholl, T. L. Vallier, and R. Herzer. Subduction of a late Cretaceous seamount of the Louisville Ridge at the Tonga trench : a model of normal and accelerated tectonic erosion. Tectonics, 8 (5) :953–962, 1989.
- C. Beaumont, S. Ellis, and A. Pfiffner. Dynamics of sediment subduction-accretion at convergent margins : short-term modes, long-term deformation, and tectonic implications. J. Geophys. Res., 104(B8) :17573–17601, 1999.
- M.E. Beck. On the mechanism of tectonic transport in zones of oblique subduction. Tectonophysics, 93 (1) :1–11, 1983.
- O. Bellier, H. Bellon, M. Sérier, Sutanto, and R.C. Maury. K/Ar age of the Ranau Tuffs : implications for the Ranau caldera emplacement and slip-partitioning in Sumatra (Indonesia)i. Tectonophysics, 312 (2-4) :347–359, 1999.
- O. Bellier and M. Sébrier. Relationship between tectonism and volcanism along the Great Sumatran Fault zone deduced by SPOT image analyses. Tectonophysics, 233 :215–231, 1994.
- O. Bellier and M. Sébrier. Is the slip rate variation on the Great Sumatran Fault accommodated by fore-arc stretching ? Geophys. Res. Lett., 22(15) :1969–1972, 1995.

- M. Bevis, F. W. Taylor, B. E. Schtz, B. L. Isacks, S. Helu, R. Singh, E. Kendrick, J. Stowell, B. Taylor, and S. Calmant. Geodetic observations of very rapid convergence and back-arc extension at the Tonga arc. *Nature*, 374 :249–251, 1995.
- H. Bijwaard, W. Spakman, and E. R. Engdahl. Closing the gap between regional and global travel time tomography. *J. Geophys. Res.*, 103 :30055–30078, 1998.
- M. I. Billen, M. Gurnis, and M. Simons. Multiscale dynamics of the Tonga-Kermadec subduction zone. *Geophys. J. Int.*, 153 :359–388, 2003.
- M. I. Billen and J. Stock. Morphology and origin of the Osbourn Trough. *J. Geophys. Res.*, 105(B6) : 13481–13489, 2000.
- S. Billington. The morphology and tectonics of the subducted lithosphere in the Tonga-Fiji-Kermadec region from seismicity and focal mechanisms solutions. PhD thesis, Cornell University, 1980.
- S. H. Bloomer, J. R. Stern, and N. C. Smoot. Physical volcanology of the submarine Mariana and Volcano arcs. *Bull. Volcanol.*, 51 :210–224, 1989.
- M.-A. Bonnardot. Modélisation numérique de la genèse des Andes d'Equateur : des accrétiens océaniques à la déformation continentale (-80 - 0 ma). Master's thesis, Mémoire de DEA, Université de Chambéry, 2003.
- M.-A. Bonnardot, R. Hassani, and E. Jaillard. Numerical modelling of the Andes orogenesis in Ecuador : from the oceanic terranes accretions to the continental deformation (-80 - 0 my). In *E.G.U. General Assembly, 25-30 Avril, Nice, 2004*.
- M.-A. Bonnardot, R. Hassani, and E. Tric. Numerical modelling of lithosphere-asthenosphere interaction in a subduction zone, submitted.
- M.-A. Bonnardot, M. Régnier, E. Ruellan, C. Christova, and E. Tric. Seismicity and state of stress within the overriding plate of the Tonga-Kermadec subduction zone. *Tectonics*, 25(TC5017) : doi :10.1029/2006TC002044, 2007.
- R. Bossu. A simple approach to constrain the position and the geometry of the seismogenic structures : application to the Karthala volcano (Grande Comores Island, Mozambique Channel). *J. Seismology*, 4 : 41–48, 2000.
- M. H. Bott. The mechanics of oblique slip faulting. *Geol. Mag.*, 96(2) :109–117, 1969.
- D. Boutelier. La modélisation expérimentale tridimensionnelle thermomecanique de la subduction continentale et l'exhumation des roches de ultra-haute pression/basse température. PhD thesis, Université Nice - Sophia Antipolis, 2004.
- D. Boutelier, A. Chemenda, and C. Jorand. Continental subduction and exhumation of high-pressure rocks : insights from thermo-mechanical laboratory modelling. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 222 :209–216, 2004.
- P. Bouysse and D. Westercamp. Subduction of Atlantic aseismic ridges and Late Cenozoic evolution of the Lesser Antilles island arc. *Tectonophysics*, 175 :349–390, 1990.
- Samuel A. Bowring and Ian S Williams. Priscoan (4.00-4.03 ga) orthogneisses from northwestern Canada. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 134(1) :3, DOI 10.1007/s004100050465, 1999.
- J. Brune. Seismic moment, seismicity, and rate of slip along major fault zones. *J. Geophys. Res.*, 73 : 777–784, 1968.

- S. Buiter. Surface deformation resulting from subduction and slab detachment. PhD thesis, University of Utrecht, Netherlands, 2000.
- S. Buiter, R. Govers, and M.J.R. Wortel. A modelling study of vertical surface displacements at convergent plate margins. Geophys. J. Int., 147(2) :415–427, 2001.
- D. R. Burbidge and J. Braun. Analogue models of obliquely convergent continental plate boundaries. J. Geophys. Res., 103(B7) :15221–15237, 1998.
- J. D. Byerlee. Brittle-ductile transition in rocks. J. Geophys. Res., 73(4741-4750), 1968.
- O. Cadek and L. Fleitout. Effect of lateral viscosity variations in the top 300 km on the geoid and dynamic topography. Geophys. J. Int., 152 :566–580, 2003.
- R. L. Carlson, T. Hilde, and S. Uyeda. The driving mechanism for plate tectonics : relation to age of the lithosphere at trenches. Geophys. Res. Lett., 10 :297–300, 1983.
- N. Carter and M. Tsenn. Flow properties of the continental lithosphere. Tectonophysics, 136 :27–63, 1987.
- N. Chamot-Rooke, F. Jestin, B. de Voogd, and Phèdre Working Group. Intraplate shortening in the central Indian Ocean determined from a 2100-km-long north-south deep seismic reflection profile. Geology, 21 :1043–1046, 1993.
- N. Chamot-Rooke and X. Le Pichon. Zensu ridge : mechanical model of formation. Tectonophysics, 160 : 175–193, 1989.
- C. G. Chaze. Tectonic history of the Fiji Plateau. Geol. Soc. Am. Bull., 82 :3087–3110, 1971.
- A. Chemenda, S. Lallemand, and A. Bokun. Strain partitioning and interplate friction in oblique subduction zones :constraints provided by experimental modeling. J. Geophys. Res., 105(B3) :5567–5581, 2000.
- P.-F. Chen, C.R. Bina, E.A. Okal, and P.-F. Chen. A global survey of stress orientations in subducting slabs as revealed by intermediate-depth earthquakes. Geophys. J. Int., 159 :721–733, 2004.
- W.-P. Chen and M. R. Brudzinski. Evidence for a large-scale remnant of subducted lithosphere beneath Fiji. Science, 292 :2475–2479, 2001.
- W.-P. Chen and M. R. Brudzinski. Seismic anisotropy in the mantle transition zone beneath Fiji-Tonga. Geophys. Res. Lett., 30(13) :1682, doi :10.1029/2002GL016330, 2003.
- Q. Cheng, K.-H. Park, J. D. McDougall, A. Zindler, G. W. Lugmair, H. Staudigel, J. W. Hawkins, and P. Lonsdale. Isotopic evidence for a hotspot origin of the Louisville Seamount Chain. Am. Geophys. Union, Geophys. Monograph, 43 :283–296, 1987.
- D.H. Christensen. Convection in a variable-viscosity fluid : Newtonian versus power-law rheology. Earth Planet. Sci. Lett., 64 :153–162, 1983.
- D.H. Christensen and T. Lay. Large earthquakes in the Tonga region associated with subduction of the Louisville Ridge. J. Geophys. Res., 93 :13367–13389, 1988.
- W.-Y. Chung and H. Kanamori. A mechanical model for plate deformation associated with aseismic ridge subduction in the New Hebrides arc. Tectonophysics, 50 :29–40, 1978.
- J. Chéry, Zoback M., and R. Hassani. An integrated mechanical model of san andreas fault in central and northern california. J. Geophys. Res., 106(B10) :22051–22066, 2001.

- P. D. Clift and P. Z. Vroon. Isotopic evolution of the tonga arc during Lau Basin rifting ; Evidence from the volcanoclastic record. J. Petrology, 37(5) :1153–1173, 1996.
- M. Cloos. Thrust-type subduction-zone earthquakes and seamount asperities : a physical model for seismic coupling. Geology, 20 :601–604, 1992.
- M. Cloos. Lithospheric buoyancy and collisional orogenesis : subduction of oceanic plateaus, continental margins, island arcs, spreading ridges, and seamounts. Geol. Soc. Am. Bull., 105 :715–737, 1993.
- M. Cloos and R.L. Shreve. Shear-zone thickness and the seismicity of Chilean- and Marianas-type subduction zones. Geology, 24 :107–110, 1996.
- J.-Y. Collot and B. Davy. Forearc structures and tectonic regimes at the oblique subduction zone between the Hikurangi Plateau and the Southern Kermadec margin. J. Geophys. Res., 103(B1) :623–650, 1998.
- J.-Y. Collot and M.A. Fischer. Formation of forearc basins by collision between seamounts and accretionary wedges : an example from the New Hebrides subduction zone. Geology, 17(10) :930–933, 1989.
- L. B Colmenares and M. D. Zoback. A statistical evaluation of intact rock failure criteria constrained by polyaxial test data for five different rocks. Int. J. Rock Mech. Min. Sc., 39 :695–729, 2002.
- C.P. Conrad, S. Bilek, and C. Lithgow-Bertelloni. Great earthquakes and slab pull : interaction between seismic coupling and plate-slab coupling. Earth. Planet.. Sci. Lett., 218 :109–122, 2004.
- K. C. Creager, L.-Y. Chiao, J. P. Winchester, and E. R. Engdahl. Membrane strain rates in the subducting plate beneath South America. J. Geophys. Res., 22(B16) :2321–2324, 1995.
- P. A. Cundall and M. Board. A microcomputer program for modelling large-strain plasticity problems. Numerical methods in geomechanics. Swoboda, Rotterdam, 1988.
- L.V. Danyushevsky, A.V. Sobolev, and T.J. Falloon. North Tongan high-Ca boninite petrogenesis : the role of Samoan plume and subduction zone-transform fault transition. J. Geodynamics, pages 219–241, 1995.
- A. Davaille and J. M. Lees. Thermal modeling of subducted plates : tear and hotspot at the Kamchatka corner. Earth Planet. Sci. Lett., 226 :293–304, 2004.
- F. J. Davey, M. Hampton, Childs J., M.A. Fischer, K. B. Lewis, and J.R. Pettinga. Structure of a growing accretionary prism, Hikurangi margin, New Zealand. Geology, 14 :663–666, 1986.
- B. Davy. The influence of subducting plate buoyancy on subduction of the Hikurangi-Chatham Plateau beneath the North Island, New Zealand. In Zhigiang F. Watkins J. and McMillen K., editors, Advances in the Geology and Geophysics of the Continental Margin, AAPG Mem., pages 75–91. 1992.
- B. Davy and J.-Y. Collot. The Rapuhia Scarp (northern Hikurangi Plateau) - its nature and subduction effects on the Kermadec Trench. Tectonophysics, 328 :269–295, 2000.
- R. De Franco, R. Govers, and R. Wortel. Numerical comparison of different convergent plate contacts : subduction channel and subduction fault. Geophys. J. Int., 171 :435–450, 2006.
- J. Delteil, E. Ruellan, I. Wright, and T. Matsumoto. Structure and structural development of the Havre Trough (SW Pacific). J. Geophys. Res., 107 :7–1, 2002.
- J. Delteil, J.-F. Stephan, B. Mercier de Lepinay, and E. Ruellan. Wrench tectonics flip at oblique subduction. A model from New Zealand. Comptes Rendus - Geoscience, 335 :743–750, 2003.

- C. DeMets, R. G. Gordon, D. F. Argus, and S. Stein. Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions. Geophys. Res. Lett., 21(20) :2191–2194, 1994.
- C. DeMets, R. G. Gordon, Argus D. F., and S. Stein. Current plate motions. Geophys. J. Int., 101 :425–478, 1990.
- C.S. Desai and H.J. Siriwardane. *Constitutive Laws for Engineering Materials With Emphasis on Geologic Materials*. page 457pp. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1984.
- A. Deschamps and S. Lallemand. Geodynamic setting of Izu-Bonin-Mariana boninites. In R. D. Larter and Leat P. T., editors, *Intra-Oceanic Subduction Systems : Tectonic and magmatic processes*, volume 219, pages 163–185. Geological Society, Spec. Publications, London, 2003.
- S. Dominguez, S.E. Lallemand, J. Malavieille, and R. Von Huene. Upper plate deformation associated with seamount subduction. Tectonophysics, 293 :207–224, 1998.
- S. Dominguez, J. Malavieille, and S.E. Lallemand. Deformation of accretionary wedges in response to seamount subduction : insights from sandbox experiments. Tectonics, 19 :182–196, 2000.
- J. Dupont. Morphologie et structure superficielles de l’arc insulaire des Tonga-Kermadec. Technical report, ORSTOM, 1982.
- A. M. Dziewonski, T.A Chou, and J. H. Woodhouse. Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity. J. Geophys. Res., 86 :2825–2852, 1981.
- M. A. Eberle, O. Grasset, and C. Sotin. A numerical study of interaction between the mantle wedge, subducting slab and overriding plate. Phys. Earth Planet. Int., 134 :191–202, 2002.
- E. R. Engdahl and C. H. Scholz. A double Benioff zone beneath the Central Aleutians : an unbending of the lithosphere. Geophys. Res. Lett., 4 :473–476, 1977.
- E.R. Engdahl, R. Van der Hilst, and R. Buland. Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination. Bull. Seism. Soc. Am., 88 :722–743, 1998.
- P. England, R. Engdahl, and W. Thatcher. Systematic variation in the depths of slabs beneath arc volcanoes. Geophys. J. Int., 156 :377–408, 2004.
- P. England and G. Houseman. Finite strain calculations of continental deformation. 2- comparison with the India-Asia collision zone. J. Geophys. Res., 91 :3664–3676, 1986.
- A. Enns, T. Becker, and H. Schmeling. 2D modelling of subduction : dynamics and trench migration. In E.G.U. General Assembly, Vienne, Autriche, 2005.
- A. Ewart, K.D. Collerson, M. Regelous, J.I. Wendt, and Y. Niu. Geochemical evolution within the Tonga-Kermadec-lau arc-back-arc systems : the role of varying mantle wedge composition in space and time. J. Petrology, 39 :331–368, 1998.
- A. Ewart and C. Hawkesworth. The Pleistocene-Recent Tonga-Kermadec arc lavas : interpretation of new isotopic and Rare Earth data in terms of a depleted mantle source model. J. Petrology, 28(3) :495–530, 1987.
- C. Faccenna, F. Funiciello, D. Giardini, and P. Lucente. Episodic back-arc extension during restricted mantle convection in the Central Mediterranean. Earth Planet. Sci. Lett., 187 :105–116, 2001.
- C. Faccenna, D. Giardini, P. Davy, and A. Argentieri. Initiation of subduction at Atlantic-type margin : insights from laboratory experiments. J. Geophys. Res., 104 :2749–2766, 1999.

- C. Faccenna, A. Heuret, F. Funiciello, and S. Lallemand. Predicting trench and plate motion from the dynamics of a strong slab. Earth Planet. Sci. Letters, 257 :29–36, 2007.
- T. J. Falloon and A. J. Crawford. The petrogenesis of high-calcium boninites from the north Tonga ridge. Earth Planet. Sci. Lett., 102 :375–394, 1991.
- K.M. Fischer and D.A. Wiens. The depth distribution of mantle anisotropy beneath the Tonga subduction zone. Earth Planet. Sci. Lett., 142 :253–260, 1996.
- T. J. Fitch. Plate convergence, transcurrent faults, and internal deformation adjacent to southeast Asia and the Western Pacific. J. Geophys. Res., 77(23) :4432–4460, 1972.
- D. Forsyth and S. Uyeda. On the relative importance of the driving forces of plate tectonics. Geophys. J. R. Astron. Soc., 43 :163–200, 1975.
- F. C. Frank. Curvature of island arcs. Nature, 220 :363, 1968.
- P. J. Frey. Medit, an interactive mesh visualization software (Release 2.3), RT-INRIA 0253, <http://www.ann.jussieu.fr/~frey/logiciels/medit.html>, 2001.
- C. Frohlich and K.D. Apperson. Earthquake focal mechanisms, moment tensors, and the consistency of seismic activity near plate boundaries. Tectonics, 11(2) :279–296, 1992.
- C. Frohlich and S.D. Davis. How well constrained are the well-constrained T, B, and P axes in moment tensors catalogs ? J. Geophys. Res., 104 :4901–4910, 1999.
- K. Fujita and H. Kanamori. Double seismic zones and stresses of intermediate depth earthquakes. Geophys. J. R. Astron. Soc., 66 :131–156, 1981.
- T. Fujiwara, C. Tamura, A. Nishizawa, K. Fujioka, K. Kobayashi, and Y. Iwabuchi. Morphology and tectonics of the Yap Trench. Mar. Geophys. Res., 21 :69–86, 2000.
- T. Fujiwara, T. Yamazaki, and M. Joshima. Bathymetry and magnetic anomalies in the Havre Trough and Southern Lau Basin : From rifting to spreading in back-arc basins. Earth Planet. Sci. Lett., 185 : 253–264, 2001.
- F. Funiciello, C. Faccenna, D. Giardini, and K. Regenauer-Lieb. Dynamics of retreating slabs : 2. Insights from three-dimensional laboratory experiments. J. Geophys. Res., 108(B4) :2207, doi :10.1029/2001JB000896, 2003a.
- F. Funiciello, G. Morra, K. regenauer Lieb, and D. Giardini. Dynamics of retreating slabs : 1- Insights from two-dimensional numerical experiments. J. Geophys. Res., 108(B4) :2206, doi :10.1029/2001JB000898, 2003b.
- A.S. Furumoto, J.P. weebb, M.E. Odegard, and D.M. Hussong. Seismic studies on the Ontong Java Plateau. Tectonophysics, 34 :71–90, 1970.
- J. Gamble, I. Woodhead, I. Wright, and I. Smith. Basalt sediment geochemistry and magma petrogenesis in a transect from oceanic island arc to rifted continental margin arc : the Kermadec-Hikurangi margin, SW Pacific. J. Petrology, 37 :1523–1546, 1996.
- A. Gardi, R. Sabadini, C. Ferraro, and A. Aoudia. The interplay between global tectonic processes and the seismic cycle in the Umbria-Marche seismogenic region. Geophys. J. Int., 155 :1093–1104, 2003.

- T. W. Gardner, D. Verdonck, N. M. Pinter, R. L. Slingerland, K. P. Furlong, and T. F. Bullard. Quaternary uplift astride the aseismic Cocos Ridge, Pacific Coast, Costa Rica. Geol. Soc. Am. Bull., 104 :219–232, 1992.
- E. L. Geist, M. A. Fisher, and D. Scholl. Large-scale deformation associated with ridge subduction. Geophys. J. Int., 115 :344–366, 1993.
- E.L. Geist and D.W. Scholl. Application of continuum models to deformation of the Aleutian Island Arc. J. Geophys. Res., 97(B4) :4953–4967, 1992.
- L. Geli, D. Aslanian, J.-L. Olivet, I. Vlastelic, H. Bougault, L. Dosso, and H. Guillou. Location of Louisville hotspot and origin of Hollister Ridge : Geophysical constraints. Earth Planet. Sci. Lett., 164 :31–40, 1998.
- R. George, S. Turner, J. Morris, T. Plank, C. Hawkesworth, and J. Ryan. Pressure-temperature-time paths of sediments recycling beneath the Tonga-Kermadec arc. Earth Planet. Sci. Lett., 233 :195–211, 2005.
- J. W. Gephart. Stress and the direction of slip on fault planes. Tectonics, 9(4) :845–858, 1990.
- J. W. Gephart and D. Forsyth. An improved method for determining the regional stress tensor using earthquake focal mechanism data : application to the San Fernando earthquake sequence. J. Geophys. Res., 89 :9305–9320, 1984.
- M. Gerbault, S. Henrys, and F. J. Davey. Numerical models of lithospheric deformation forming the Southern Alps of New Zealand. J. Geophys. Res., 108(B7) :2341, doi :10.1029/2001JB001716, 2003.
- C. Geuzaine and J.-F. Remacle. Gmsh, a mesh generator (Release 1.56.2), [http ://www.geuz.org/gmsh/](http://www.geuz.org/gmsh/), 2004.
- D. Giardini and J. H. Woodhouse. Deep seismicity and modes of deformation in Tonga subduction zone. Nature, 307 :505–509, 1984.
- D. Giardini and J. H. Woodhouse. Horizontal shear flow in the mantle beneath the Tonga arc. Nature, 319 : 551–555, 1986.
- J. B. Gill. Composition and age of Lau Basin and ridge volcanic rocks : Implications for evolution of an interarc basin and remnant arc. Geol. Soc. Am. Bull., 87 :1384–1395, 1976.
- J. B. Gill. Sr-Pb-Nd isotopic evidence that both MORB and OIB sources contribute to island arc magmas in Fiji. Earth Planet. Sci. Lett., 68 :443–458, 1984.
- J. B. Gill and M. Gorton. A proposed geological and geochemical history of eastern melanesia. In P.J. Coleman, editor, The Western Pacific : Island arcs, marginal seas, geochemistry, pages 543–566. University of Western Australia Press, 1973.
- J. B. Gill and P. Whelan. Postsubduction ocean island alkali basalts in Fiji. J. Geophys. Res., 94(B4) : 4579–4588, 1989.
- D. Gillard, M. Wyss, and P. Okubo. Type of faulting and orientation of stress and strain as a function of space and time in Kilauea's south flank, Hawaii. J. Geophys. Res., 101 :16025–16042, 1996.
- R. Govers and M.J.R. Wortel. Lithospheric tearing at STEP faults : response to edges of subduction zones. Earth Planet. Sci. Lett., 236 :505–523, 2005.
- K. Gregory-Wodzicki. Uplift history of the Central and Northern Andes : a review. G.S.A. Bull., 112 : 1091–1105, 2000.

- A. E. Gripp and R. G. Gordon. Young tracks of hot spots and current plate velocities. Geophys. J. Int., 150 :321–361, 2002.
- A. Grzesczyk, J.-P. Eissen, J. Dupont, C. Lefevre, P. Maillet, and M. Monzier. Pétrographie et minéralogie des îles Futuna et Alofi, TOM de Wallis et Futuna (Pacifique Sud-Ouest). C. R. Acad. Sci. Paris, 305 : 93–98, 1987.
- A. Grzesczyk, C. Lefevre, M. Monzier, J.-P. Eissen, J. Dupont, and P. Maillet. Mise en évidence d'un volcanisme transitionnel Pliocène supérieur sur Futuna et Alofi (SW Pacifique) : un nouveau témoin de l'évolution géodynamique nord-Tonga. C. R. Acad. Sci. Paris, 312 :713–720, 1991.
- A. Guest, G. Schubert, and C. W. Gable. Stresses along the metastable wedge of olivine in a subducting slab : possible explanation for the Tonga double seismic layer. Phys. Earth Planet. Int., 141 :253–267, 2004.
- S. Guillot, E. Garzanti, D. Baratoux, D. Marquer, G. Maheo, and J. de Sigoyer. Reconstructing the total shortening history of the NW Himalaya. Geochem. Geophys. Geosyst., 7 :1064, doi :10.1029/2002GC000484, 2003.
- M. Guiraud, O. Laborde, and H. Philip. Characterization of various types of deformation and their deviatoric stress tensors using microfault analysis. Tectonophysics, 170 :289–316, 1989.
- M. Gurnis, C. Hall, and L.L. Lavier. Evolving force balance during incipient subduction. Geochem. Geophys. Geosyst., 5(7) :Doi : 10.1029/2003GC000681, 2004.
- M. Gurnis, J. Ritsema, H.-J. Van Heijst, and S. Zhong. Tonga slab deformation : The influence of a lower mantle upwelling on a slab in a young subduction zone. Geophys. Res. Lett., 27 :2373–2376, 2000.
- M.A. Gutcher. An Andean model of interplate coupling and strain partitioning applied to the flat subduction zone of SW Japan (Nankai Trough). Tectonophysics, 333 :95–109, 2001.
- M.A. Gutcher, J. Malavieille, S. Lallemand, and J.-Y. Collot. Tectonic segmentation of the North Andean margin : impact of the Carnegie Ridge collision. Earth Planet. Sci. Lett., 168 :255–270, 1999a.
- M.A. Gutcher, J.-L. Olivet, D. Aslanian, J.-P. Eissen, and R.C. Maury. The "lost Inca Plateau" : cause of flat subduction beneath Peru ? Earth Planet. Sci. Lett., 171 :335–341, 1999b.
- M.A. Gutcher, W. Spakman, H. Bijwaard, and E. R. Engdahl. Geodynamics of flat subduction : seismicity and tomographic constraints from the Andean margin. Tectonics, 19(5) :814–833, 2000.
- R. Habermann, W. McCann, and B. Perin. Spatial seismicity variations along convergent plate boundaries. Geophys. J. R. Astron. Soc., 85 :43–68, 1986.
- B. R. Hacker, S. M. Peacock, G. A. Abers, and S. D. Holloway. Subduction Fracture : 2. Are intermediate-depth earthquakes in subducting slabs linked to metamorphic dehydration reactions ? J. Geophys. Res., 108(B1) :2030, DOI :1029/2002JB001129, 2003.
- B. H. Hager and R. J. O'Connell. Subduction zone dip angles and flow driven by plate motion. Tectonophysics, 50 :111–133, 1978.
- B. H. Hager and R. J. O'Connell. Kinematic models of large-scale flow in the Earth's mantle. J. Geophys. Res., 84 :1031–1048, 1979.
- C. E. Hall, K.M. Fischer, and Parmentier E. M. The influence of plate motions on three-dimensional back-arc mantle flow and shear wave splitting. J. Geophys. Res., 105(B12) :28009–28033, 2000.

- C.E. Hall, M. Gurnis, L.L. Lavier, M. Sdrolias, and Muller R.D. Catastrophic initiation of subduction following forced convergence across fracture zones. Earth Planet. Sci. Lett., 212 :15–30, 2003.
- M.W. Hamburger and B. Isacks. Deep earthquakes in the Southwest Pacific : a tectonic interpretation. J. Geophys. Res., 92(B13) :13841–13854, 1987.
- V. Hanus and J. Vanek. Geodynamic interpretation of the earthquake distribution in the Kermadec subduction zone. Studia geoph. et geod., 22 :259–275, 1978a.
- V. Hanus and J. Vanek. Structure of the Wadati-Benioff zone in the Tonga region. Casopis pro Mineralogii a geologii, 23 :5–23, 1978b.
- V. Hanus and J. Vanek. Morphology and volcanism of the Wadati-Benioff zone in the Tonga-Kermadec system of recent subduction. J. Geol. Geophys., 22(6) :659–671, 1979.
- S.R. Hart, R.K. Workman, J. Blusztajn, M. Coetzee, K.T.M. Johnson, J.M. Sinton, B. Steinberger, and J.W. Hawkins. Genesis of the Western Samoa seamount province : Age, geochemical fingerprint and tectonics. Earth Planet. Sci. Lett., 227 :37–56, 2004.
- A. Hasegawa, N. Umino, and A. Takagi. Double-planed deep seismic zone and upper-mantle structure in the northeastern Japan arc. Geophys. J. R. Astron. Soc., 54 :281–296, 1978.
- R. Hassani. Modélisation numérique de la déformation des systèmes géologiques. PhD thesis, Université de Montpellier, 1994.
- R. Hassani, D. Jongmans, and J. Chéry. Study of plate deformation and stress in subduction processes using two-dimensional numerical models. J. Geophys. Res., 102(B8) :17951–17965, 1997.
- F. Hauff, G. hornle, K. Tilton, D. W. Graham, and A. C. Kerr. Large volume recycling of the oceanic lithosphere over short time scales : geochemical constraints from the Caribbean Large Igneous Province. Earth Planet. Sci. Lett., 174 :247–263, 2000.
- C. Hawkesworth, K. Gallagher, J. M. hergt, and F. McDermott. Destructive plate margin magmatism : geochemistry and melt generation. Lithos, 33 :169–188, 1994.
- J. W. Hawkins. The geology of the lau basin. In B. Taylor, editor, Back-arc basins - Tectonics and magmatism, pages 63–138. 1995.
- J. W. Hawkins, S. H. Bloomer, C. A. Evans, and J. T. Melchior. Evolution of intra-oceanic arc-trench systems. Tectonophysics, 102 :175–205, 1984.
- J. W. Hawkins and D. A. Falvey. Petrology of andesitic dikes and flows from 'Eua, Tonga. In D. Scholl and Vallier T., editors, Geology and Offshore Resources of Pacific Island Arcs - Tonga Region, pages 269–280. Circum-Pacific Council for Energy and Mineral Resources, Houston, 1985.
- J. W. Hawkins and J. T. Melchior. Petrology of Mariana Trough and Lau Basin basalts. J. Geophys. Res., 90 :11431–11468, 1985.
- P. Henry. Fluid flow at the toe of the Barbados accretionary wedge constrained by thermal, chemical and hydrogeologic observations and models. J. Geophys. Res., 105(B11) :25855–25872, 2000.
- P. Henry, S. Lallemand, X. Le Pichon, and S. Lallemand. Fluid venting along Japanese trenches : tectonic context and thermal modeling. Tectonophysics, 160 :277–292, 1989.

- P. Henry, X. Le Pichon, S. Lallemand, S. Lance, J. B. Martin, J.P Foucher, A. Fiala-Médioni, F. Rostek, N. Guilhaumou, V. Pranal, and M. Castrec. Fluid flow in and around a mud volcano field seaward of the Barbados accretionary wedge : results from Manon cruise. J. Geophys. Res., 101(B9) :20297–20323, 1996.
- J. M. Hergt and C. Hawkesworth. The Pb, Sr and Nd isotopic evolution of the Lau Basin : implications for mantle dynamics during the backarc opening. Proc. ODP, Sci. Res., 135 :505–518, 1994.
- R. Herzer, B. Davy, A. Duxfield, J. Mascle, E. Ruellan, N. Mortimer, and C. Laporte. New constraints on the New Zealand-South Fiji basin continent-back-arc margin. Comptes Rendus de l'Academie de Sciences - Serie Ila : Sciences de la Terre et des Planètes, 330 :701–708, 2000.
- A. Heuret. Dynamique des zones de subduction : Etude statistique globale et approche analogique. PhD thesis, Université Montpellier II, 2005.
- A. Heuret and S. Lallemand. Plate motions, slab dynamics and back-arc deformation. Phys. Earth Planet. Int., 149 :31–51, 2005.
- K. Hirahara. Three-dimensional seismic structure beneath southwest Japan : the subducting Philippine Sea plate. Tectonophysics, 79(1) :1–44, 1981.
- G. Houseman and P. England. Crustal thickening versus lateral eexpulsion in the indian-asian continental collision. J. Geophys. Res., 98 :12233–12249, 1993.
- R. A. Hughes and L. F. Pilatasig. Cretaceous and Tertiary terrane accretion in the Cordillera Occidental of the Andes of Ecuador. Tectonophysics, 345 :29–48, 2002.
- J. E. Hughes-Clarke, P. Jarvis, D. Tiffin, R. Price, and L. Kroenke. Tectonic activity and plate boundaries along the northern flank of the Fiji Platform. Geo-Marine Letters, 13(2) :133–138, 1993.
- L. Husson. Dynamic topography above retreating subduction zones. Geophys. Res. Lett., 34 :741–744, 2006.
- R. D. Hyndman, G. C. Rogers, H. Dragert, K.. Wang, J. J. Clague, J. Adams, and P.T. Bobrowsky. Giant earthquake beneath Canada's West Coast. Geoscience Canada, 23(2) :63–72, 1996.
- R. D. Hyndman, K.. Wang, and M. Yamano. Thermal constraints on the seismogenic portion of the southwestern Japan subduction thrust. J. Geophys. Res., 100 :15373–15392, 1995.
- B. Isacks and P. Molnar. Mantle earthquakes mechanisms and the sinking of the lithosphere. Nature, 223 : 1121–1124, 1969.
- B. Isacks and P. Molnar. Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal mechanism solutions of mantle earthquakes. Rev. Geophys. Space Physics, 9 :103–174, 1971.
- B. Isacks, R. Sykes, and J. Olivier. Focal mechanisms of deep and shallow earthquakes in the Tonga-Kermadec region and the tectonics of islands arcs. Geol. Soc. Am. Bull., 80 :1443–1470, 1969.
- E. Jaillard, B. Guillier, M.-A. Bonnardot, R. Hassani, H. Lapierre, and J. Toro. Orogenic buildup of the Ecuadorian Andes. In ISAG, Barcelona, Spain, 2005.
- E. Jaillard, G. Hérail, and T. Monfret. Andean geodynamics : main issues and contributions from the 4th ISAG, Göttingen. Tectonophysics, 345 :1–15, 2002.
- R. D. Jarrard. Relations among subduction parameters. Rev. Geophysics, 24(2) :217–284, 1986.

- M. Jean. Dynamics with partially elastic shocks and dry friction ; double scale method and numerical approach. In F. del Piero G. et Maceri, editor, 4th meeting on Unilateral Problems in structural Analysis, Capri, 1989.
- M. Jean and G. Touzot. Implementation of unilateral contact and dry friction in computer codes dealing with large deformation problems. J. Th. Appl. Mech., spec. issue, 1,7, 1988.
- T.E. Jordan, W.M. Burns, R. Veiga, F. Pangaro, P. Copeland, S. Kelley, and C. Mpodozis. Extension and basin formation in the southern Andes caused by increased convergence rate : a mid-Cenozoic trigger for the Andes. Tectonics, 20(3) :308–324, 2001.
- T. Juteau and R.C. Maury. Géologie de la croûte océanique - Pétrologie et dynamique endogène. Paris, 1997.
- S. Karato, D. Yuen, and M.R. Riedel. Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone : implications for mantle circulation and deep earthquakes. Phys. Earth Planet. Int., 127 :83–108, 2001.
- D. E. Karig. Origin and development of marginal basins in the Western Pacific. J. Geophys. Res., 76 (B11) :2542–2561, 1971.
- H. Kawakatsu. Downdip tensional earthquakes beneath the Tonga Arc : a double seismic zone. J. Geophys. Res., 91(B6) :6432–6440, 1986.
- J. Kelleher and W. McCann. Buoyant zones, great earthquakes and unstable boundaries of subduction. J. Geophys. Res., 81 :4885–4896, 1976.
- C. Kincaid and P. S. Hall. Role of back-arc spreading in circulation and melting at subduction zones. J. Geophys. Res., 108(B5) :2240, doi :10.1029/2001JB001174, 2003.
- S. H. Kirby. Rheology of the lithosphere. Rev. Geophys. Space Physics, 21(6) :1458–1487, 1983.
- S. H. Kirby, S. Stein, E.A. Okal, and D. C. Rubie. Metastable mantle phase transformation and deep earthquakes in subducting oceanic lithosphere. Rev. Geophys., 34 :261–306, 1996.
- D. L. Kohlstedt, B. Evans, and S. J. Mackwell. Strength of the lithosphere : constraints imposed by laboratory experiments. J. Geophys. Res., 100 :17587–17602, 1995.
- J. Korenaga. Why did not the Ontong Java Plateau form subaerially ? Earth Planet. Sci. Lett., 234 : 385–399, 2005.
- K. S. Krishna, V. Ramana, D. G. Rao, K. S. R. Murthy, M. M. M. Rao, V. Subrahmanyam, and K. V. L. N. S. Sarma. Periodic deformation of oceanic crust in the Central Indian Ocean. J. Geophys. Res., 103 (B8) :17859–17875, 1998.
- Y. Lagabriele, B. Pelletier, G. Cabioch, M. Régnier, and S. Calmant. Coseismic and long-term vertical displacement due to back-arc shortening, central Vanuatu : Offshore and onshore data following the Mw 7.5, 26 November 1999 Ambrym earthquake. J. Geophys. Res., 108(B11) :2519, doi :10.1029/2002JB002083, 2003.
- S. Lallemand. La subduction océanique. Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam, 1999.
- S. Lallemand, A. Heuret, and D. Boutelier. On the relationships between slab dip, back-arc stress, upper plate absolute motion, and crustal natures in subduction zones. Geochem. Geophys. Geosyst., 6(9) : doi :10.1029/2005GC000917, 2005.

- S. Lallemant and X. Le Pichon. Coulomb wedge model applied to the subduction of seamounts in the Japan Trench. *Geology*, 15 :1065–1069, 1987.
- S. Lallemant, J. Malavieille, J. Angelier, B. Deffontaines, M. Fournier, J.-Y. Collot, S.-K. Hsu, S.-Y. Liu, J.-P. Le Formal, J.-C. Sibuet, N. Thureau, C.-Y. Lu, F. Wang, C.-S. Liu, S. Dominguez, and P. Schnürle. Trench-parallel stretching and folding of forearc basins and lateral migration of the accretionary wedge in the southern Ryukyus : A case of strain partition caused by oblique convergence. *Tectonics*, 18(2) : 231–247, 1999.
- S. Lallemant, P. Schnürle, and J. Malavieille. Coulomb theory applied to accretionary and nonaccretionary wedges : Possible causes for tectonic erosion and/or frontal accretion. *J. Geophys. Res.*, 99(B6) :12033–12055, 1994.
- S. Lallemant, N. Chamot-Rooke, X. Le Pichon, and C. Rangin. Zenisu Ridge : a deep intraoceanic thrust related to subduction, off southwest Japan. *Tectonophysics*, 160 :151–174, 1989.
- C. Lamb. *Hydrodynamics*. Cambridge University Press, New York, 1993.
- T. Lay, L. Ruff, and H. Kanamori. The asperity model and the nature of large earthquakes in subduction zones. *Earthquake Pred. Res.*, 1 :3–71, 1980.
- J. F. Lebrun, G. Lamarche, and J.-Y. Collot. Subduction initiation at a strike-slip plate boundary : the Cenozoic Pacific-Australian plate boundary, south of New Zealand. *J. Geophys. Res.*, 108(B9) :2453, Doi : 10.1029/2002JB002041, 2003.
- S.M. Lee. Deformation from the convergence of oceanic lithosphere into Yap Trench and its implications for early-stage subduction. *J. Geodynamics*, 37 :83–102, 2004.
- X. Liu, K. C. McNally, and Z. K. Shen. Evidence for a role of the downgoing slab in earthquake slip partitioning at oblique subduction zones. *J. Geophys. Res.*, 100(B8) :15351–15372, 1995.
- P. Lonsdale. Geography and history of the Louisville Hotspot Chain in the Southwest Pacific. *J. Geophys. Res.*, 93(B4) :3078–3104, 1988.
- P. Lonsdale. An incomplete history of the South-West Pacific Basin. *Geol. Soc. Am. Programs*, 29(5) :25, 1997.
- R. Louat and J. Dupont. Sismicité de l'arc des Tonga-Kermadec. Technical Report 147, Trav. Doc. ORSTOM, 1982.
- Z. Lu, M. Wyss, and H. Pulpan. Details of stress directions in the Alaska subduction zone from fault plane solutions. *J. Geophys. Res.*, 102 :5385–5402, 1997.
- P.R. Lundgren and E.A. Okal. Slab decoupling in the Tonga arc : the June 22, 1977, earthquake. *J. Geophys. Res.*, 93 :13355–13366, 1988.
- B.P. Luyendyk. Hypothesis for Cretaceous rifting of east Gondwana caused by subducted slab capture. *Geology*, 23 :373–376, 1995.
- S.N. Lyons, D.T. Sandwell, and W.H.F. Smith. Three-dimensional estimation of elastic thickness under the Louisville Ridge. *J. Geophys. Res.*, 105 :3239–3252, 2000.
- R. Mahatsente and G. Ranalli. Time evolution of negative buoyancy of an oceanic slab subducting with varying velocity. *J. Geodynamics*, 38 :117–129, 2004.

- A. Malahoff, R. H. Feden, and H. S. Fleming. Magnetic anomalies and tectonic fabric of marginal basins north of the New Zealand. *J. Geophys. Res.*, 87 :4109–4125, 1982.
- M. Mamberti, H. Lapierre, D. Bosch, E. Jaillard, R. Ethien, J. Hernandez, and M. Polve. Accreted fragments of the late Cretaceous Caribbean-Colombian plateau in Ecuador. *Lithos*, 66 :173–199, 2003.
- V. Manea and M. Gurnis. Subduction zone evolution and low viscosity wedges and channels. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 8887 :doi :10.1016/j.epsl.2007.08.03, 2007.
- P. Mann and A. Taira. Global tectonic significance of the Solomon Islands and Ontong Java Plateau convergent zone. *Tectonophysics*, 389 :137–190, 2004.
- E. Mantovani, M. Viti, D. Babbucci, C. Tamburelli, and D. Albarello. Back-arc extension : which driving mechanism ? *J. Virtual Explorer*, 3 :17–45, 2001.
- F. Martinez and B. Taylor. Mantle wedge control on back-arc crustal accretion. *Nature*, 416 :417–420, 2002.
- J. Martinod, F. Funiciello, C. Faccenna, S. Labanieh, and V. Regard. Dynamical effects of subducting ridges : insights from 3-D laboratory models. *Geophys. J. Int.*, 163 :1137–1150, 2005.
- R.C. Maury, F. G. Sajona, M. Pubellier, H. Bellon, and M. J. Defant. Fusion de la croûte océanique dans les zones de subduction/collision récentes : l'exemple de Mindanao (Philippines). *Bull. Soc. Géol. France*, 167 :579–595, 1996.
- R. McCaffrey. Oblique plate convergence, slip vector, and forearc deformation. *J. Geophys. Res.*, 97 : 8905–8915, 1992.
- R. McCaffrey. On the role of the upper plate in great subduction zone earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 98 (B7) :11953–11966, 1993.
- R. McCaffrey and J. Nabelek. Role of oblique convergence in the active deformation of the Himalayas and southern Tibet plateau. *Geology*, 26(8) :691–694, 1998.
- D.W. Millen and M.W. Hamburger. Seismological evidence for tearing of the Pacific plate at the northern termination of the Tonga subduction zone. *Geology*, 26 :659–662, 1998.
- G. Morra and K. Regenauer-Lieb. A coupled solid-fluid method for modelling subduction. *Phil. Mag.*, 86 (21-22) :3307–3323, 2006.
- G. Morra, K. Regenauer-Lieb, and D. Giardini. Curvature of oceanic arcs. *Geology*, 34(10) :877–880, 2006.
- N. Mortimer, R. Herzer, P. B. Gans, D. L. Parkinson, and D. Seward. Basement geology from Three Kings Ridge to West Norfolk Ridge, Southwest Pacific Ocean ; evidence from petrology, geochemistry and isotopic dating of dredge samples. *Mar. Geol.*, 148 :135–162, 1998.
- N. Mortimer and D. Parkinson. Hikurangi Plateau : a Cretaceous large igneous province in the southwest Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, 101 :687–696, 1996.
- R.D. Müller, W.R. Roest, J.-Y. Royer, L.M. Gahagan, and J.G. Sclater. Digital isochrons of the World's Ocean floor. *J. Geophys. Res.*, 102 :3211–3214, 1997.
- J.H. Natland. The Samoa Chain : a shallow lithospheric fracture system, 2004.

- A.M. Negredo, J.L. Valera, and E. Carminati. TEMPSOL : a MATLAB thermal model for deep subduction zones including major phase transformation. Computers and Geosciences, 30 :249–258, 2004.
- Y. P. Neprochnov, O. V. Levchenko, L. R. Merklin, and V. V. Sedov. The structure and tectonics of the intraplate deformation area in the Indian Ocean. Tectonophysics, 156 :89–106, 1988.
- A. Nishizawa, N. Takahashi, S. Abe, and A. Nishizawa. Crustal structure and seismicity of the Havre Trough at 26S. Geophys. Res. Lett., 26 :2549–2552, 1999.
- Y. Niu, M. J. O'Hara, and J. A. Pearce. Initiation of subduction zones as a consequence of lateral compositional buoyancy contrast within the lithosphere : a petrological perspective. J. Petrology, 44 :851–866, 2003.
- E.A. Okal and S.H. Kirby. Deep earthquakes beneath the Fiji Basin, SW Pacific : Earth's most intense deep seismicity in stagnant slabs. Phys. Earth Planet. Int., 109 :25–63, 1998.
- K. Okino, S. Kasuga, and Y. Ohara. A new scenario of the Parece Vela Basin genesis. Mar. Geophys. Res., 20 :21–40, 1998.
- K. Okino, Y. Ohara, S. Kasuga, and Y. Kato. The Philippine Sea : new survey results reveal the structure and the history of the marginal basins. Geophys. Res. Lett., 26 :2287–2290, 1999.
- E. R. Oxburgh and D. L. Turcotte. The physico-chemical behavior of the descending lithosphere. Tectonophysics, 32 :107–128, 1976.
- J. Pacheco, L.R. Sykes, and C. H. Scholz. Nature of seismic coupling along simple plate boundaries of the subduction type. J. Geophys. Res., 98(B8) :14133–14159, 1993.
- L.M. Parson and J. W. Hawkins. Two stage ridge propagation and the geological history of the Lau backarc basin. Proc. ODP, Sci. Res., 135 :819–828, 1994.
- L.M. Parson and I.C. Wright. The Lau-Havre-Taupo back-arc basin : A southward-propagating, multi-stage evolution from rifting to spreading. Tectonophysics, 263 :1–22, 1996.
- S.M. Peacock. Are the lower planes of double seismic zones caused by serpentine dehydration in subducting oceanic mantle ? Geology, 29 :299–302, 2001.
- J. A. Pearce, M. Ernewein, S. H. Bloomer, L.M. Parson, B. J. Murton, and L. E. Johnson. Geochemistry of Lau Basin volcanic rocks : influence of ridge segmentation and arc proximity. In J.L. Smellie, editor, Volcanism associated with extension at consuming plate margins, volume 88, pages 53–75. Geological Society, Special Publications, London, 1995.
- J. A. Pearce, P. D. Kempton, Nowell G. M., and S. R. Noble. Hf-Nd element and isotop perspective on the nature and provenance of mantle and subduction components in Western Pacific arc-basin systems. J. Petrology, 40(11) :1579–1611, 1999.
- B. Pelletier, S. Calmant, and R. Pillet. Current tectonics of the Tonga-New Hebrides region. Earth Planet. Sci. Lett., 164 :263–276, 1998.
- B. Pelletier and J. Dupont. Erosion, accretion, back-arc extension and slab length along the Kermadec subduction zone, Southwest Pacific. C. R. Acad. Sci. Paris, 310(II) :1657–1664, 1990.
- B. Pelletier, Y. Lagabrielle, M. Benoit, G. Cabioch, S. Calmant, E. Garel, and C. Guivel. Newly identified segments of the Pacific-Australia plate boundary along the North Fiji transform zone. Earth Planet. Sci. Lett., 193 :347–358, 2001.

- B. Pelletier, Y. Lagabrielle, G. Cabioch, S. Calmant, M. Regnier, and J. Perrier. Active transpression along the fast Pacific-Australian transform boundary revealed by swath mapping around the Futuna-Alofi islands. Comptes Rendus de l'Academie de Sciences - Serie Ila : Sciences de la Terre et des Planètes, 331 :127–132, 2000.
- B. Pelletier and R. Louat. Seismotectonics and present-day relative plate motions in the Tonga- Lau and Kermadec-Havre region. Tectonophysics, 165 :237–250, 1989.
- E. T. Peterson and T. Seno. Factors affecting seismic moment release rates in subduction zones. J. Geophys. Res., 89 :10233–10248, 1984.
- M.G. Pettersson, T. Babbs, C. R. Neal, J. J. Mahoney, A. D. Saunders, R. A. Duncan, D. Tolia, R. MAgu, C. Qopoto, H. Mahoa, and D. Natogga. Geological-tectonic framework of Solomon Islands, SW Pacific : crustal accretion and growth within an intra-oceanic setting. Tectonophysics, 301 :35–60, 1999.
- C. Piromallo, T.W. becker, F. Funiciello, and C. Faccenna. Three-dimensional instantaneous mantle flow induced by subduction. Geophys. Res. Lett., 33(L08304) :doi :10.1029/2005GL025390, 2006.
- J. P. Platt. Mechanics of oblique convergence. J. Geophys. Res., 98(B9) :16239–16256, 1993.
- N. H. Pollack and D. S. Chapman. On the regional variation of heat flow, geotherms, and lithospheric thickness. Tectonophysics, 38 :279–296, 1977.
- R. J. Poreda and H. Craig. He and Sr isotopes in the Lau Basin mantle : depleted and primitive mantle components. Earth Planet. Sci. Lett., 113 :487–493, 1992.
- L. Prawirodirdjo, Y. Bock, R. McCaffrey, J. Genrich, E. Calais, C. Stevens, S. s. O. Puntodewo, C. Subarya, J. Rais, P. Zwick, and Fauzi. Geodetic observations of interseismic strain segmentation at the Sumatra subduction zone. Geophys. Res. Lett, 24(21) :2601–2604, 1997.
- R. Prévot, J.-L. Chatelain, S.W. Roecker, and J.-R. Grasso. A shallow double seismic zone beneath the Central New Hebrides (Vanuatu) : evidence for fragmentation and accretion of the descending plate ? Geophys. Res. Lett, 21(19) :2159–2162, 1994.
- J. G. Ramsay and r. J. Lisle. Applications of continuum mechanics in structural geology, volume 3 of The Techniques of Modern Structural Geology. Academic Press, Londres, 2000.
- C.R. Ranero, J. Phipps Morgan, K. McIntosh, and C. Relchert. Bending-related faulting and mantle serpentinization at the Middle America trench. Nature, 425 :367–373, 2003.
- C.R. Ranero and V. Sallares. Geophysical evidence for hydration of the crust and mantle of the Nazca plate during bending at the north Chile trench. Geology, 32 :549–552, 2004.
- V. Regard, C. Faccenna, J. Martinod, and Bellier O. Slab pull and indentation tectonics : insights from 3D laboratory experiments. Phys. Earth Planet. Int., 149 :99–113, 2005.
- M. Regelous, K. D. Collerson, A. Ewart, and J. I. Wendt. Trace element transport rates in subduction zones : evidence from Th, Sr and Pb isotope data for Tonga-Kermadec arc lavas. Earth Planet. Sci. Lett., 150 :291–302, 1997.
- C. Reynaud, E. Jaillard, H. Lapierre, M. Mamberti, and G. H. Mascle. Oceanic plateau and island arcs of southwestern Ecuador : their place in the geodynamic evolution of northwestern South America. Tectonophysics, 307 :235–254, 1999.
- A. E. Ringwood. The petrological evolution of island arc systems. J. Geol. Soc. London, 130 :183–204, 1974.

- P. Rochat, G. Herail, P. Baby, and G. Mascle. Crustal balance and control of the erosive and sedimentary processes on the Altiplano formation. C. R. Acad. Sci. Paris, 328 :189–195, 1999.
- L.H. Royden and L. Husson. Trench motion, slab geometry and viscous stresses in subduction systems. Geophys. J. Int., 167 :881–905, 2006.
- D. C. Rubie and R. D. van der Hilst. Processes and consequences of deep subduction : introduction. Phys. Earth Planet. Int., 127(1) :1–7, 2001.
- E. Ruellan, J. Delteil, I. Wright, and T. Matsumoto. From rifting to active spreading in the Lau Basin - Havre Trough backarc system (SW Pacific) : locking/unlocking induced by seamount chain subduction. Geochem. Geophys. Geosyst., 4(5) :doi :10.1029/2001GC000261, 2003.
- E. Ruellan and Y. Lagabriele. Oceanic subductions and active spreading in the Southwest Pacific. Géomorphologie :relief, processus, environnement, (2) :121–142, 2005.
- M. Régnier. Sismotectonique de la ride de Horn (îles de Futuna et Alofi), un segment en compression dans la zone de fracture nord-fidjienne. C. R. Acad. Sci. Paris, 318(II) :1219–1221, 1994.
- F. Sage, J.-Y. Collot, and C. Ranero. Interplate patchiness and subduction-erosion mechanisms : evidence from depth-migrated seismic images at the central Ecuador convergent margin. Geology, 34 :997–1000, 2006.
- T. Sagiya and W. Thatcher. Coseismic slip resolution along a plate boundary megathrust : the Nankai Trough, southwest Japan. J. Geophys. Res., 104 :1111–1129, 1999.
- K. Satake. Depth distribution of coseismic slip along the Nankai Trough, Japan from joint inversion of geodetic and tsunami data. J. Geophys. Res., 98 :4553–4565, 1993.
- W. P. Schellart. Influence of the subducting plate velocity on the geometry of the slab and migration of the subduction hinge. Earth Planet. Sci. Lett., 231 :197–219, 2005.
- W. P. Schellart, J. Freeman, D.R. Stegman, L. Moresi, and D. May. Evolution and diversity of subduction zones controlled by slab width. Nature, 446 :308–311, 2007.
- W. P. Schellart, G.S. Lister, and V. G. Toy. A late Cretaceous and Cenozoic reconstruction of the Southwest Pacific region : tectonics controlled by subduction and slab rollback processes. Earth-Science Rev., 76 : 191–233, 2006.
- W.P. Schellart and G.S. Lister. Tectonic models for the formation of arc-shaped convergent zones and backarc basins. In A.J. Sussman and A.B. Weil, editors, Orogenic curvature : Integrating Paleomagnetic and Structural Analyses, pages 237–258. Geol. Soc. Am. Spec. Papers 383, 2004.
- C. H. Scholz. The mechanics of earthquakes and faulting. Cambridge University Press, New York, 1990.
- C. H. Scholz. Earthquake and friction laws. Nature, 391(1) :37–42, 1998.
- C.H. Scholz and J. Campos. On the mechanism of seismic decoupling and back arc spreading at subduction zones. J. Geophys. Res., 100(B11) :22103–22115, 1995.
- C.H. Scholz and C. Small. The effect of seamount subduction seismic coupling. Geology, 25(6) :487–490, 1997.
- M. Sdrolias, R. Dietmar Müller, A. Mauffret, and G. Bernadel. Enigmatic formation of the Norfolk Basin, SW Pacific : a plume influence on back-arc extension. Geochem. Geophys. Geosyst., 5(6) : doi :10.1029/2003GC000643, 2004.

- M. Sdrolias and R.D. Müller. Control on back-arc basin formation. Geochem. Geophys. Geosyst., 7(4) : doi :10.1029/2005GC001090, 2006.
- M. Sdrolias, R.D. Müller, and C. Gaina. Plate tectonics evolution of Eastern Australian marginal ocean basins. In Bernecker T. Hill K.C., editor, PESA Eastern Australasian Basins Symposium, pages 227–237, Melbourne, 2001. Petroleum Exploration Society of Australia.
- M. Sdrolias, R.D. Müller, and C. Gaina. Tectonic evolution of the Southwest Pacific using constraints from backarc basins. In Miller R. D. Hills R.R., editor, Evolution and dynamics of the Australian plate, volume 22, pages 343–359. Geol. Soc. Australia Spec. Publ., 2003.
- A. I. Shemenda. Subduction of the lithosphere and back-arc dynamics : insights from physical modeling. J. Geophys. Res., 98 :16167–16185, 1993.
- A. I. Shemenda. Subduction : Insights from physical modeling. Modern Approaches in Geophysics. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1994.
- C. Small and D. Abbott. Subduction obstruction and the crack-up of the Pacific plate. Geology, 26(9) : 795–798, 1998.
- G.P. Smith, D.A. Wiens, K.M. Fischer, L.M. Dorman, S.C. Webb, and J.A. Hildebrand. A complex pattern of mantle flow in the Lau backarc. Science, 292 :713–716, 2001.
- I. E. M. Smith and R. Price. The Tonga-Kermadec arc and Havre-Lau back-arc system : their role in the development of tectonic and magmatic models for the western Pacific. J. Volcanology Geotherm. Res., 156 :315–331, 2006.
- W. H. F. Smith and D. T. Sandwell. Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. Science, 277 :1956–1962, 1997.
- N. C. Smoot. Aligned buoyant highs, across-trench deformation, clustered volcanoes, and deep earthquakes are not aligned with plate-tectonic theory. Geomorphology, 18 :199–222, 1997.
- S. Sobolev and A. Babeyko. What drives the Andes orogeny ? Geology, 33 :doi :10.1130/G21557.1, 2005.
- A. Spicak, V. Hanus, and J. Vanek. Seismicity pattern :an indicator of source region of volcanism at convergent plate margins. Phys. Earth Planet. Int., 141 :303–326, 2004.
- D.R. Stegman, J. Freeman, W.P. Schellart, L. Moresi, and D. May. Influence of trench width on subduction hinge retreat rates in 3-d models of slab rollback. Geochem. Geophys. Geosyst., 7(3) : doi :10.1029/2005GC001056, 2006.
- S. Stein and D. C. Rubie. Deep earthquakes in real slabs. Science, 286 :909–910, 1999.
- J. R. Stern. Subduction zones. Rev. Geophys., 40(4) :1012–1050, 2002.
- J. R. Stern and N. C. Smoot. A bathymetric overview of the Mariana forearc. The Island Arc, 7 :525–540, 1998.
- R.J. Stern. Subduction initiation : Spontaneous and induced. Earth Planet. Sci. Lett., 226 :275–292, 2004.
- R. Sutherland. The Australian-Pacific boundary and Cenozoic plate motions in the SW Pacific : some constraints from Geosat data. Tectonics, 14(4) :819–831, 1995.
- L.R. Sykes, B. Isacks, and J. Olivier. Spatial distribution of deep and shallow earthquakes of small magnitude in the Fiji-Tonga region. Bull. Seism. Soc. Am., 59 :1093–1113, 1969.

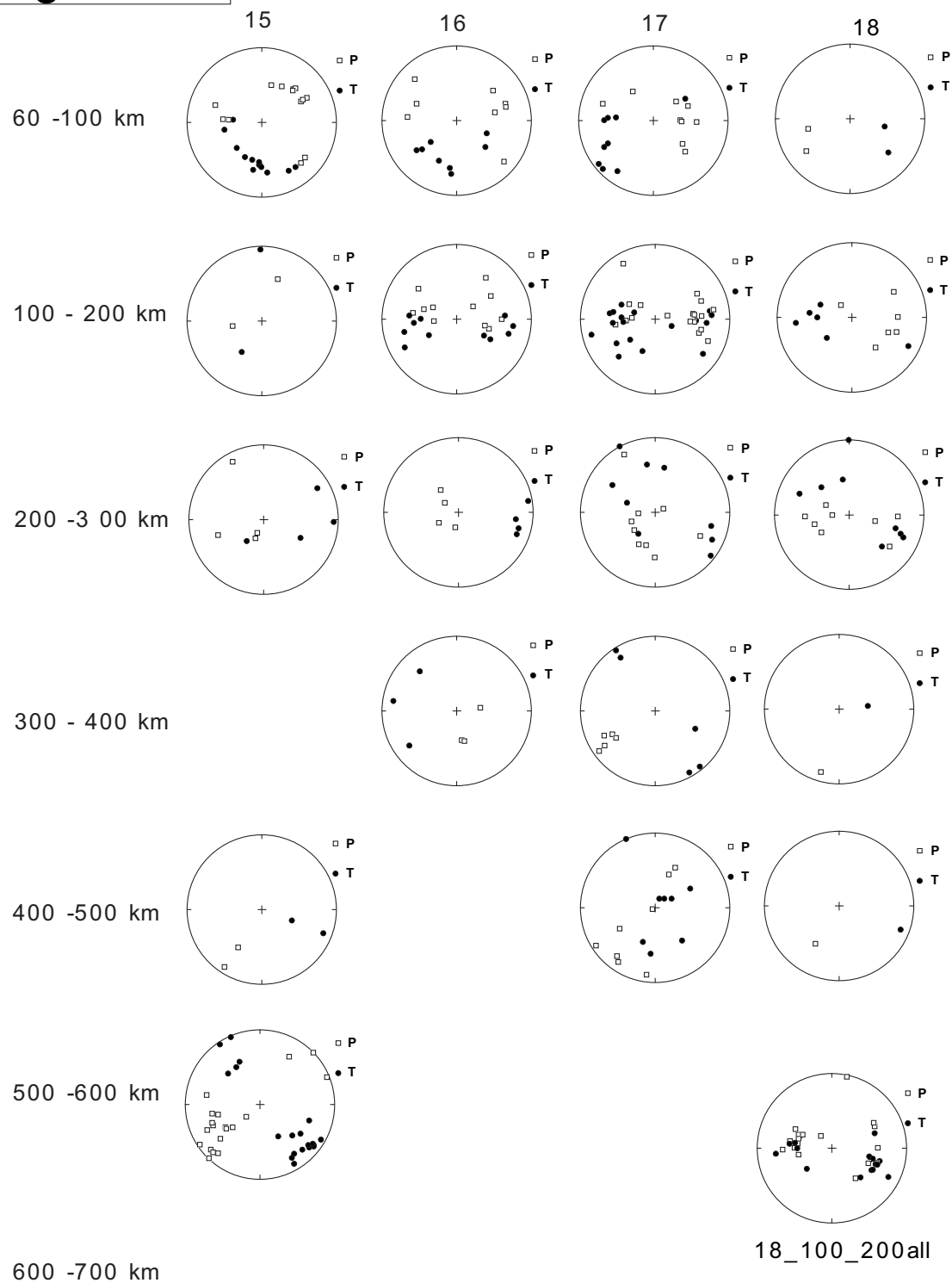
- A. Taira, R. Rahardiawan, and P. Mann. Incipient subduction of the Ontong Java Plateau along the North Solomon trench. Tectonophysics, 389 :247–266, 2004.
- J. C. Tang. Modélisation numérique de l'initiation de la collision arc-continent : application à Taiwan. PhD thesis, Université Nice Sophia Antipolis, 2000.
- P. Tapponnier, G. Peltzer, A. Y. Le Dain, and R. Armijo. Propagating extrusion tectonics in Asia : new insights from simple experiments with plasticine. Geology, 10 :611–651, 1982.
- B. Taylor and F. Martinez. Back-arc basin basalt systematics. Earth Planet. Sci. Lett., 210 :481–497, 2003.
- B. Taylor, K. Zellmer, F. Martinez, and A. Goodliffe. Sea-floor spreading in the Lau back-arc basin. Earth Planet. Sci. Lett., 144 :35–40, 1996.
- F. W. Taylor, P. Mann, M. G. Bevis, R. L. Edwards, H. Cheng, K. B. Cutler, S. C. Gray, G. S. Burr, J. W. Beck, D. A. Philipps, G. Cabioch, and J. Récy. Rapid forerarc uplift and subsidence caused by impinging bathymetric features : examples from the New Hebrides and Salomon arcs. Tectonics, 24 : Doi : 10.1029/2004TC001650, 2005.
- G. K. Taylor, J. Gascoyne, and H. Colley. Rapid rotation of Fiji : paleomagnetic evidence and tectonic implications. J. Geophys. Res., 105(B3) :5771–5781, 2000.
- A. Tovish and G. Schubert. Island arc curvature, velocity of convergence and angle of subduction. Geophys. Res. Lett., 5 :329–332, 1978.
- D. L. Turcotte and G. Schubert. Geodynamics : Application of continuum physics to geological problems. John Wiley and Sons, New York, 1982.
- S. Turner, R. George, P. J. Evans, C. Hawkesworth, and G. F. Zellmer. Time-scales of magma formation, ascent and storage beneath subduction-zone volcanoes. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 358 :1443–1464, 2000.
- S. Turner and C. Hawkesworth. Constraints on flux rates and mantle dynamics beneath island arcs from Tonga-Kermadec lava geochemistry. Nature, 389 :568–573, 1997.
- S. Turner and C. Hawkesworth. Using geochemistry to map mantle flow beneath the Lau Basin. Geology, 26 :1019–1022, 1998.
- P. Underwood. Dynamic relaxation. In T. Belytschko and T.J.R. Hughes, editors, Computational Methods for Transient Analysis, pages 245–265. Elsevier Sci., New York, 1983.
- S. Uyeda. Subduction zones : their diversity, mechanism and human impacts. GeoJournal, 8.4 :381–406, 1984.
- S. Uyeda and H. Kanamori. Back-arc opening and the mode of subduction. J. Geophys. Res., 84 :1049–1061, 1979.
- M. Vallée. Mw=7.9, 06/03/05 Tonga earthquake, 2006.
- J. Van Hunen, A. P. Van Den Berg, and N. J. Vlaar. A thermo-mechanical model of horizontal subduction below an overriding plate. Earth. Planet.. Sci. Lett., 182 :157–169, 2000.
- J. Van Hunen, A. P. Van Den Berg, and N. J. Vlaar. Latent heat effects of the major mantle phase transitions on low-angle subduction. Earth Planet. Sci. Lett., 190 :125–135, 2001.

- J. Van Hunen, A. P. Van Den Berg, and N. J. Vlaar. On the role of subducting oceanic plateaus in the development of shallow flat subduction. Tectonophysics, 352 :317–333, 2002.
- P.E. van Keken and S.D. King. Thermal structure and dynamics of subduction zones : Insights from observations and modeling. Phys. Earth Planet. Int., 149(1-2) :1–6, 2005.
- Ph. Vidal, M. Le Guen de Kerneizon, R.C. Maury, Dupré B., and M. White. Large role of sediments in the genesis of some Lesser Antilles andesites and dacites (Soufrière, St. Lucia) : isotopic constraints. Bull. Soc. Géol. France, 162 :993–1002, 1991.
- P. R. Vogt. Subduction and aseismic ridges. Nature, 241 :189–191, 1973.
- P. R. Vogt, A. Lowrie, D. R. Bracey, and R. N. Hey. Subduction of aseismic ridges : effects on shape, seismicity and other characteristics of consuming plate boundaries. Geol. Soc. Am. Spec. Paper, 172, 1976.
- A. M. Volpe, J.D. Macdougall, and J. W. Hawkins. Lau Basin Basalts (LBB) : trace element and Sr-Nd isotopic evidence for heterogeneity in back-arc basin mantle. Earth Planet. Sci. Lett., 90 :174–186, 1988.
- R. von Huene, J. Corvalan, E.R. Flueh, K. Hinz, J. Korstgard, C.R. Ranero, W. Weinrebe, and et l'équipe scientifique CONDOR. Tectonic control of subducting Juan Fernandez Ridge on the Andean margin near Valparaiso. Tectonics, 16(3) :474–488, 1997.
- R. von Huene and E.R. Flh. A review of marine geophysical studies along the Middle America Trench off Costa Rica and the problematic terminus of continental crust. Profil, 7 :143–149, 1994.
- R. von Huene and D. Scholl. Observations at convergent margins concerning sediment subduction, subduction erosion, and the growth of continental crust. Rev. Geophys., 29(3) :279–316, 1991.
- P. Vrolijk. On the mechanical role of smectite in subduction zones. Geology, 18 :703–707, 1990.
- L M. Wallace, J. Beavan, R. McCaffrey, and D. Darby. Subduction zone coupling and tectonic block rotations in the North Island, New Zealand. J. Geophys. Res., 109(B12406) :doi :10.1029/2004JB003241, 2004.
- L M. Wallace, R. McCaffrey, J. Beavan, and S. Ellis. Rapid microplate rotations and backarc rifting at the transition between collision and subduction. Geology, 33(11) :857–860, 2005.
- A. B. Watts, J. K. Weissel, R. A. Duncan, and R. L. Larson. Origin of the Louisville ridge and its relationship to the Eltanin Fracture Zone System. J. Geophys. Res., 93(B4) :3051–3077, 1988.
- A. Wegener. Die Entstehung der Kontinente. Petermanns Mitteilungen, pages 185–195, 253–256, 305–309, 1912.
- J. L. Weinberger and K. M. Brown. Fracture networks and hydrate distribution at Hydrate Ridge, Oregon. Earth Planet. Sci. Lett., 245 :123–136, 2006.
- J. I. Wendt, M. Regelous, K. D. Collerson, and A. Ewart. Evidence for a contribution from two mantle plumes to island-arc lavas from Northern Tonga. Geology, 25(7) :611–614, 1997.
- R.S. White, D. McKenzie, and R. K. ONions. Oceanic crustal thickness from seismic measurements and Rare Earth Element inversions. J. Geophys. Res., 97(B13) :19683–19715, 1992.
- D.A. Wiens, J. J. McGuire, and P.J. Shore. Evidence for transformational faulting from a double seismic zone in Tonga. Nature, 364 :790–793, 1993.

- D.J. Wright, S.H. Bloomer, C.J. MacLeod, B. Taylor, and A.M. Goodlife. Bathymetry of the Tonga Trench and Forearc : A map series. Mar. Geophys. Res., 21 :489–511, 2000.
- D.J. Wright, L.M. Parson, and J. Gamble. Evolution and interaction of migrating cross-arc volcanism and back-arc rifting : an example from the southern Havre Trough (3520' -37s). J. Geophys. Res., 101(B10) : 22071–22086, 1996.
- I. C. Wright. Pre-rifting and heterogeneous volcanism in the southern Havre Trough back-arc basin. Mar. Geol., 113 :179–200, 1993.
- I.C. Wright. Morphology and evolution of the remnant Colville and active Kermadec Arc ridges south of 33°30' S. Mar. Geophys. Res., 19 :177–193, 1997.
- K. Yamaoka, Y. Fukao, and M. Kumazawa. Spherical shell tectonics : effects of sphericity and inextensibility on the geometry of the descending lithosphere. Rev. Geophysics, 24 :27–55, 1986.
- G. Yu, S. G. Wesnousky, and G. Ekström. Slip partitioning along major convergent plate boundaries. Pure and Applied Geophysics, 140 :183–210, 1993.
- S. B. Yu, H. Y. Chen, and L.C. Kuo. Velocity field of GPS stations in the taiwan area. Tectonophysics, 274 (1) :41–59, 1997.
- K. Zellmer and B. Taylor. A three-plate kinematics model for the Lau Basin opening. Geochemistry Geophysics Geosystems, 2 :2000GC000106, 2001.
- D. Zhao, Y. Xu, D.A. Wiens, L. Dorman, J. Hildebrand, and S. Webb. Depth extent of the Lau back-arc spreading center and its relation to subduction processes. Science, 278 :254–257, 1997.

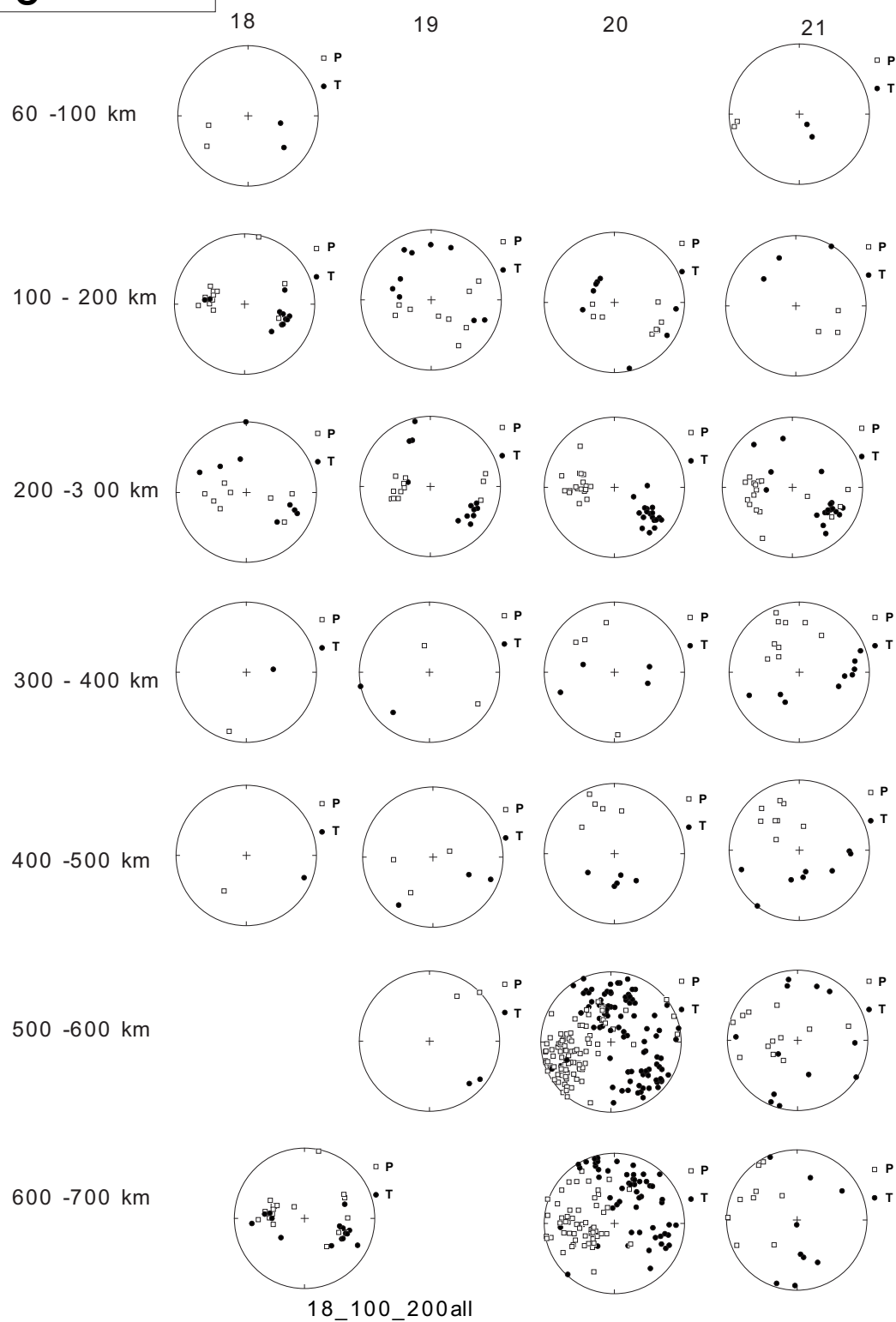
Annexes

segment T1



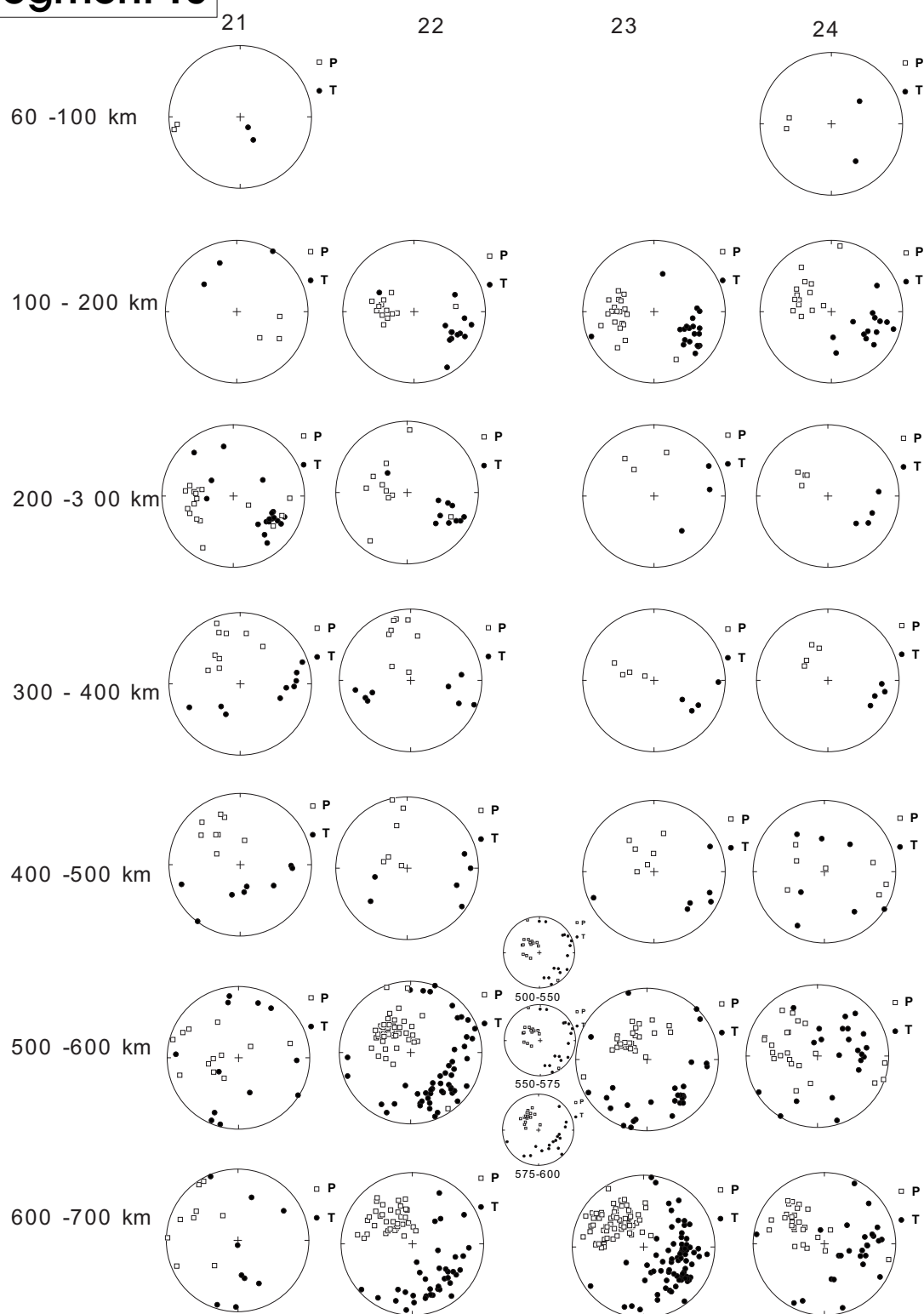
Distribution des axes P et T par tranche de 100 km et par degré de latitude du segment T1, Tonga

segment T2



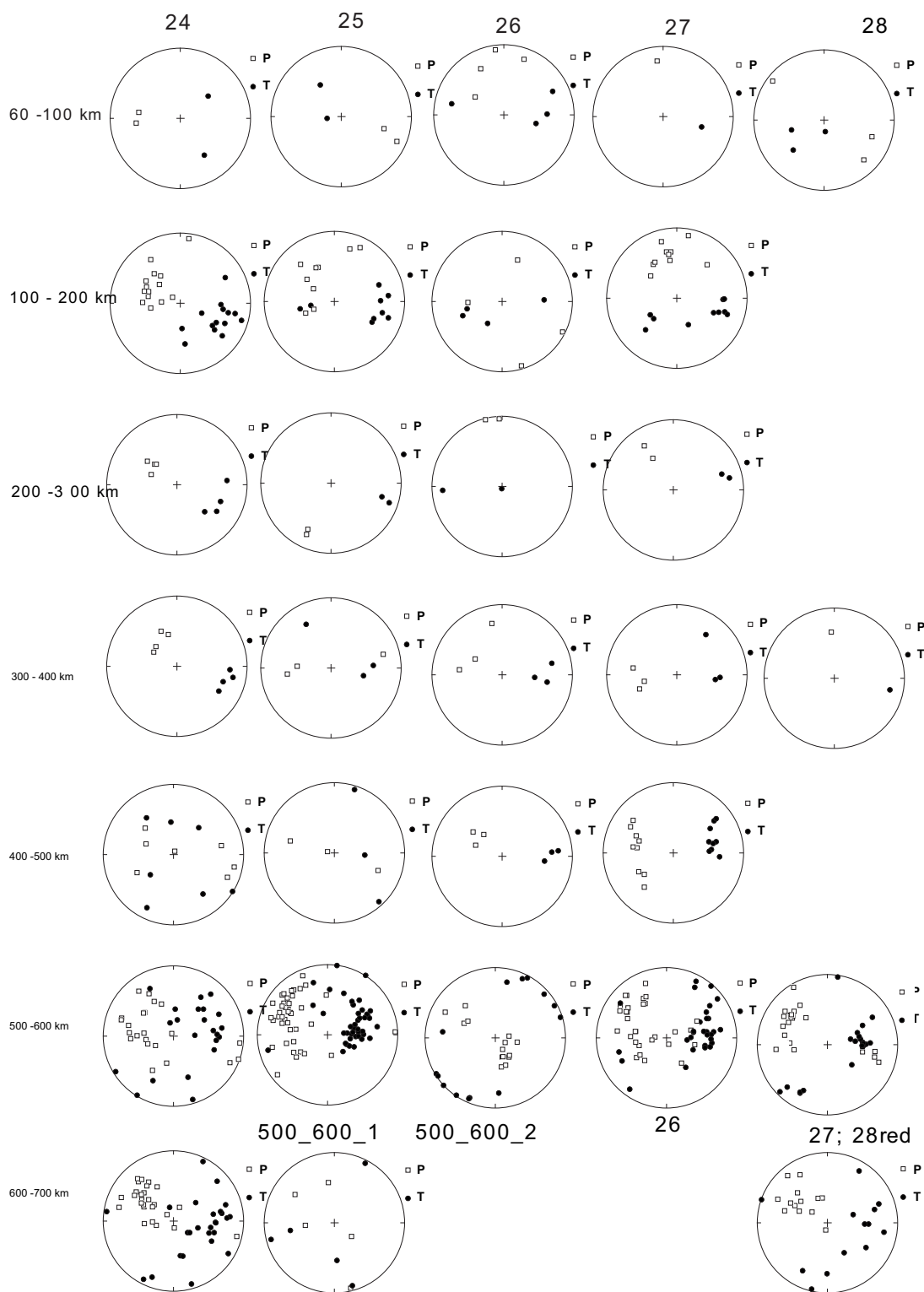
Distribution des axes P et T par tranche de 100 km et par degré de latitude du segment T2, Tonga

segment T3



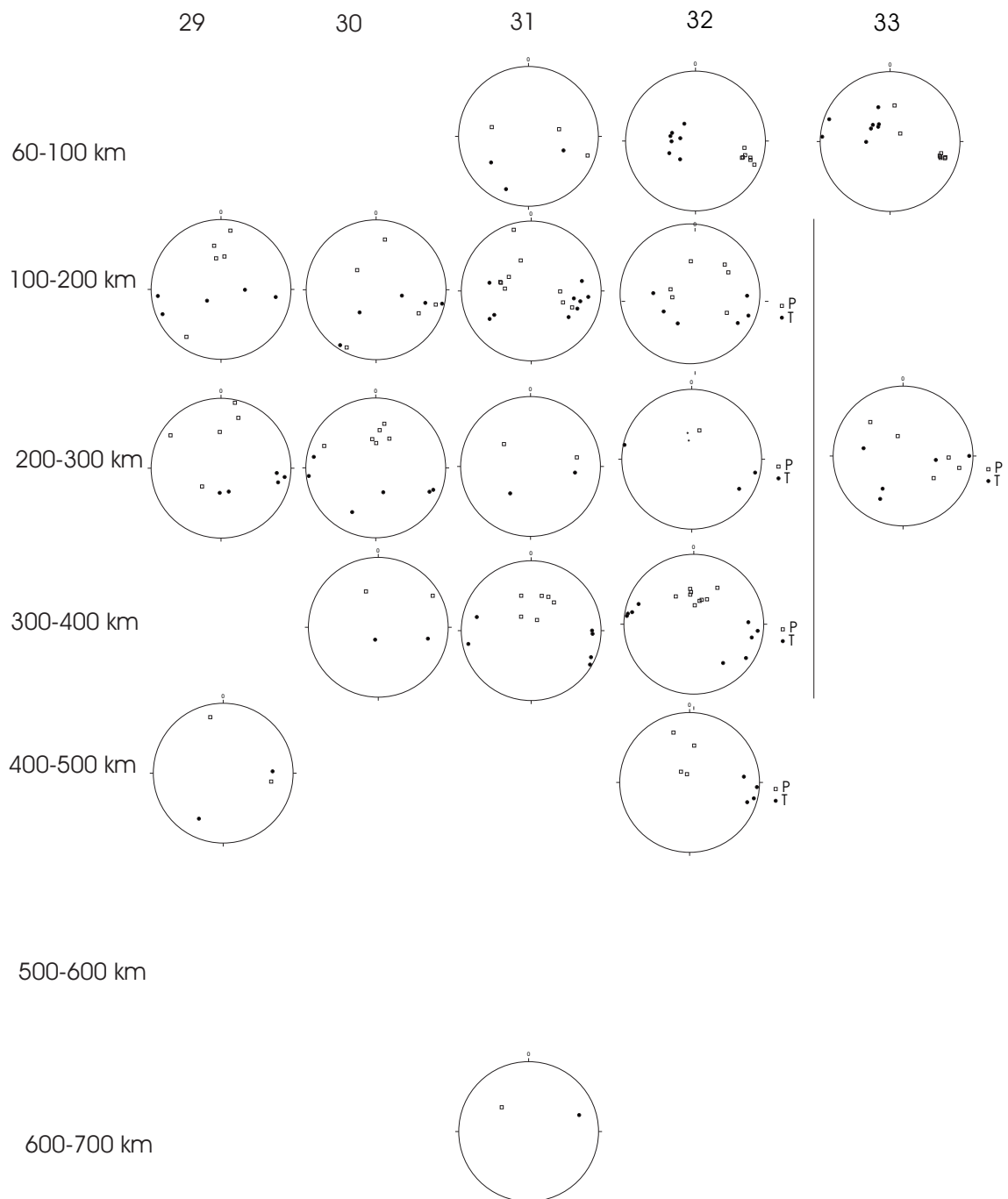
Distribution des axes P et T par tranche de 100 km et par degré de latitude du segment T3, Tonga

segment T4



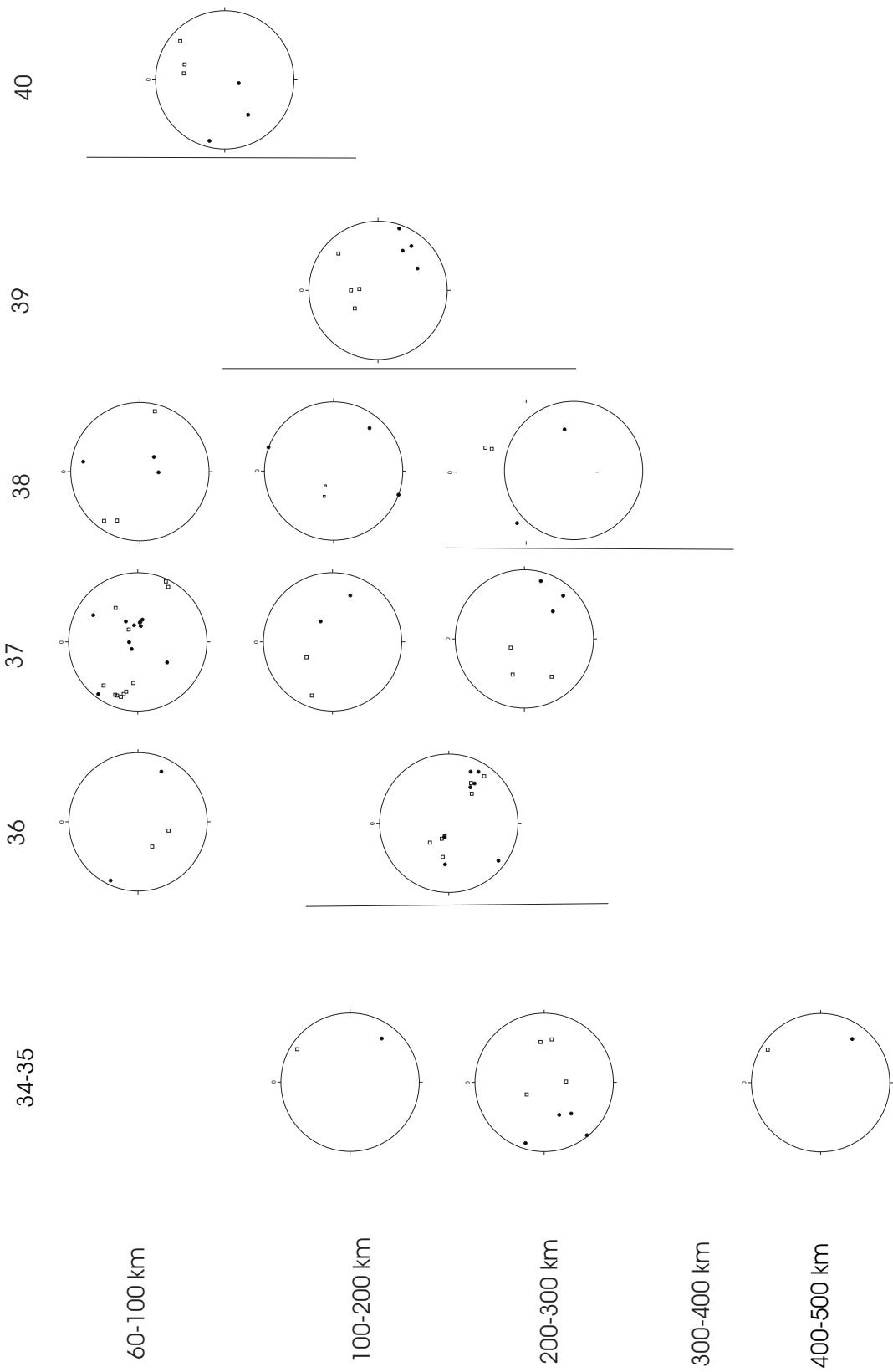
Distribution des axes P et T par tranche de 100 km et par degré de latitude du segment T4, Tonga

Segment K1



Distribution des axes P et T par tranche de 100 km et par degré de latitude du segment K1, Kermadec

segment K2



Distribution des axes P et T par tranche de 100 km et par degré de latitude du segment K2, Kermadec

Etude géodynamique de la zone de subduction Tonga-Kermadec par une approche couplée de modélisation numérique 3D et de sismotectonique

La zone de subduction des Tonga-Kermadec est le résultat d'une évolution géodynamique complexe. L'interaction des mécanismes d'ouverture du domaine arrière-arc, de la subduction de la ride oblique de Louisville, de la déchirure de la plaque Pacifique plongeante ou encore d'une obliquité de convergence croissante du Nord au Sud de la zone, est à l'origine de la segmentation morphotectonique actuelle du système.

Une approche couplée de modélisation numérique 3D et de sismotectonique a permis d'étudier l'état de contrainte d'un système convergent induit lors de la subduction d'une plaque océanique le long d'une marge courbe ou encore, lors de la subduction d'un relief océanique. Pour cela, un code numérique en éléments finis thermo-mécanique en 3D (ADELI-3D) a été développé par R. Hassani, puis validé dans le cadre de cette thèse. Les résultats soulignent un effet significatif des variations latérales d'un système convergent sur les déformations lithosphériques engendrées.

(1) Dans le cas de marges à géométrie courbe, une convexité ou concavité vers l'océan, induit respectivement un régime compressif ou extensif dans la plaque supérieure et ce, quel que soit le contraste de densité entre la lithosphère et l'asthénosphère ou encore la valeur du coefficient de friction interplaque.

(2) Les résultats des simulations numériques 3D et de l'étude sismotectonique ont mis en évidence le rôle significatif de la subduction d'une ride océanique sur l'état de contrainte de la plaque supérieure. La subduction d'une ride se traduit par la surrection de la marge et un régime compressif au front du relief en subduction. Nos simulations montrent que la distribution des contraintes au sein de la plaque chevauchante est contrôlée par l'obliquité de la ride. Dans la plaque chevauchante du système Tonga-Kermadec, une segmentation tectonique et cinématique des zones d'arc et d'arrière-arc est mise en évidence à travers la résolution de l'état de contraintes déduit des mécanismes au foyer. Un régime de contraintes similaire est obtenu dans nos modèles 3D et nous permet de confirmer le rôle significatif de la subduction de la ride de Louisville sur la structuration actuelle du bassin arrière-arc de Lau.

(3) L'étude de la distribution de la sismicité et des mécanismes au foyer de la plaque plongeante révèle une influence de cette ride sur le comportement profond de la plaque. Un saut de subduction, qui coïncide avec l'arrivée de la ride de Louisville dans la fosse est mis en évidence au Nord de la ride de Peggy. Ce saut de subduction s'est accompagné d'un détachement de la partie profonde du panneau plongeant, souligné par une vaste lacune de sismicité sous le Bassin de Lau. Une étude fine de la distribution de la sismicité de la plaque supérieure a permis d'identifier de nouvelles structures tectoniques dans le Nord du système Tonga, à savoir l'axe Futuna-Niua Fo'ou, interprété comme une ancienne frontière de plaques et l'accident intra-arc de Niuatoputapu, impliqués dans la réorganisation globale du système.

Mots-clé : Subduction, Tonga-Kermadec, Modélisation numérique 3D, Sismotectonique, Déformation lithosphérique, Saut de subduction

Geodynamical study of the Tonga-Kermadec subduction zone using both 3-D numerical modelling and seismotectonics approaches

The Tonga-Kermadec subduction zone is the consequence of a complex geodynamical evolution. The interaction between the back-arc opening mechanisms, the subduction of the oblique aseismic Louisville Seamount Chain, the tearing of the Pacific Plate and the increasing obliquity of convergence from North to South results in the present-day morphotectonic segmentation of the convergent system.

Using both 3-D numerical modelling and seismotectonics, we attempt to determine the state of stress inferred in a convergent system (1) from a convergence accommodated along a curved margin and (2) from the subduction of an oceanic aseismic ridge. For that purpose, a finite element thermo-mechanical code was developed in 3-D by R. Hassani and then validated within the framework of this study. The results highlight a significant effect of the along-strike variations in a convergent system on the style of lithospheric deformation.

(1) A convexity or concavity of the margin towards the ocean enhances respectively a compressive or extensive regime within the upper plate, whatever are the density contrast between the lithosphere and the asthenosphere or the value of the friction coefficient.

(2) The results from both the numerical simulations and the seismotectonics study highlight a significant role of an oceanic ridge subduction on the state of stress within the overriding plate. A compressive regime as well as the uplift of the margin are induced in front of the subducted ridge. The numerical simulations indicate that the stress distribution within the upper plate is controlled by the obliquity of the subducted ridge. A tectono-kinematics segmentation of the arc and back-arc domains in the Tonga-Kermadec subduction zone, is revealed through the stress tensor resolution deduced from the CMTS. Since this segmentation is likely correlated to the numerical results, we confirm the influence of the Louisville Seamount Chain on the present-day structure of the Lau back-arc basin.

(3) The study of the shallow seismicity distribution and of the CMTS indicate also the influence of the Louisville ridge on the deep slab behaviour. A subduction jump correlated with the initiation of the Louisville Ridge subduction is identified to the North of the Peggy Ridge. A detachment of the deep slab, which is underlined by a major seismic gap below the Lau Basin, accommodated this subduction jump. From a precise study of the shallow seismicity distribution, new tectonic features are identified in the Northern part of the Lau Basin : the Futuna-Niua Fo'ou alignment interpreted as a fossil plate boundary and the intra-arc Niuatoputapu structure. They are both involved in the global reorganisation of the subduction zone.

Key-words : Subduction, Tonga-Kermadec, 3-D Numerical Modelling, Seismotectonics, Lithospheric deformation, Subduction Jump.
